Oberlin College
FEB 15 1924

Physikalische Zeitschrift

Begründet von E. Riecke und H. Th. Simon

Herausgeber:
Professor Dr. **M. Born** und
Professor Dr. **P. Debye**

Schriftleiter:
Dr. **Hans Küstner** in Göttingen

Die Physikalische Zeitschrift erscheint monatlich zweimal im Umfange von zwei bis vier Bogen und wird vierteljährlich für Goldmark 8.— postfrei geliefert. Für das Ausland beträgt der Preis 10 schweiz. Frcs. vierteljährlich. Bestellungen nehmen jede Buchhandlung sowie die Verlagsbuchhandlung entgegen. Anzeigen werden für die einmal gespaltene Millimeterzeile mit Goldmark —.20, Beilagen mit Goldmark M. 25.— für je Tausend berechnet.

Alle Manuskriptsendungen und darauf bezügliche Zuschriften sind zu richten entweder an die Herausgeber: Professor Dr. M. Born, Göttingen, Planckstraße 21, und Professor Dr. P. Debye, Zürich, Physikgebäude, Gloriastr. 35 oder an die Schriftleitung: Dr. Hans Küstner, Göttingen, Bunsenstraße 9, Physikalisches Institut der Universität, alle Büchersendungen und Anzeigenaufträge an den

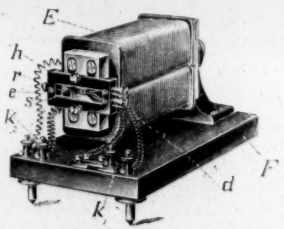
Verlag von **S. Hirzel** in Leipzig, Königstraße 2.

No. 23/24. Leipzig, 1. u. 15. Dezember 1923 24. Jahrgang.

No. 651 u. 652.
Printed in Germany.

Phys.-mech. Institut von Prof. Dr. M. Th. Edelmann & Sohn,

München.



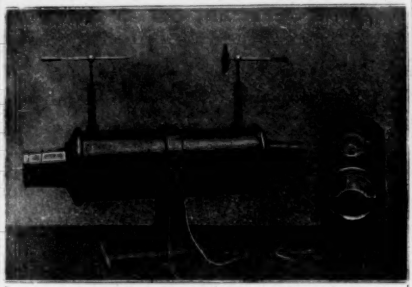
Oscillograph

nach

Prof. Franz Wittmann,
Budapest.

Katalog 30 erschienen und ebenso wie Spezialliste No. 29 über Saitengalvanometer und Registrierapparate, Spezialliste No. 31 über einfache Präzisionsschulapparate gratis und franko.

Mit einer Beilage der Firma Theodor Steinkopff in Dresden betreffend: Lertes, Der Radio-Amateur.



Induktorium

Patent Klingelfuß

mit eingebauter Meßspule und eingeschaltetem Sklerometer und Milliampèremeter. Beide Instrumente sind spannungslos gegen Erde und können in beliebiger Entfernung vom Induktorium und der Röntgenröhre aufgestellt werden.

Fr. Klingelfuß & Co. Basel.

Carl Schleicher & Schüll

Düren, Rheinland

Schutz-Marke: Skizzir- Profil- F.S.&S. Papier.

empfehlen

Millimeter-, Koordinaten-, Logarithmen-, Sinus- und Windrosenpapiere in anerkannt feinster u. vielseitiger Ausführung

Blätter f. Registrierapparate aller Art

Neuheit: Unser Handbuch: **Graphische Papiere und ihre vielseitige Anwendung**, bearbeitet von Prof. Dr. **W. Grosse**, Direktor des Meteorol. Observatoriums Bremen.

Einbanddecken zur Physikalischen Zeitschrift 1923 sind vorrätig und können zum Preise von G.-M. 4.— durch jede Buchhandlung oder vom Verlag S. Hirzel in Leipzig, Königstr. 2 bezogen werden.

Neuste Konstruktion!

Kugelepiskop. D.R.P. 250314.

Franz Schmidt & Haensch

Berlin S. 42, Prinzessinnenstraße 16

Werkstätten für Präzisions-Mechanik und Optik.

Neue optische Spezialinstrumente eigener Konstruktion, Polarisations-, Spektral-, Projektionsapparate, Episkope u. a.

Preislisten kostenlos.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 23/24. 1./15. Dezember 1923. 24. Jahrgang.

Redaktionsschluß für No. 2 am 5. Januar 1924.

INHALT:

Originalmitteilungen:

H. Hermann, Theorie der Verstärkungs- und Bindezahl. S. 493.

K. Noack, Eine eigentümliche Beugungsinterferenz. S. 495.

A. Gockel, Ionisation unserer Atmosphäre und Sonnentätigkeit. S. 500.

Vorträge und Diskussionen des deutschen Physikertages in Bonn vom 16.—22. September 1923:

W. Kaufmann, Magnetische Hysteresis bei hoher Frequenz. S. 504.

J. Eggert, Über die photochemische Sensibilisation der Maleinesterumlagerung durch Brom. S. 504.

E. Grüneisen u. E. Goens, Messungen an Kristallen aus Zink und Kadmium. S. 506.

O. Laporte, Über die Anordnung der Vanadiumlinien in Multiplets. S. 510.

Besprechungen:

G. Schweikert, Innere Ballistik. S. 516.

W. Wien, Kanalstrahlen. S. 517.

L. Zehnder, Die zyklische Sonnenbahn als Ursache der Sonnenfleckenperioden. S. 517.

Ch. A. Kraus, The properties of electrically conducting systems. S. 518.

W. Gerlach, Atomabbau und Atombau. S. 518.

H. Brunswig, Explosivstoffe. S. 519.

A. Lechner, Enzyklopädie der Mechanik. S. 519.

A. Köhler, Das Mikroskop und seine Anwendung. S. 519.

H. Lorenz, Einführung in die Elemente der höheren Mathematik und Mechanik. S. 520.

K. Schiller, Einführung in das Studium der veränderlichen Sterne. S. 520.

H. Behner, Atlas der Funkentelegraphie und Seekabel im Weltverkehr. S. 520.

Personalien. S. 520.

Gesuche. S. 520.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Theorie der Verstärkungs- und Bindezahl.

Von H. Hermann.

Verstärkungszahl ist beim Voltaschen Kondensatorelektroskop das Verhältnis des, nach Vollendung der bekannten Handhabung, beobachteten Potentials zu demjenigen der Spannungsquelle. Die vorhandenen Theorien des Vorgangs sind von Ruoß (Zeitschr. f. phys. u. chem. Unterr. **22**, 345—353, 1909) einer Kritik unterzogen worden, welche in einem Punkt an die unrichtige Adresse gerichtet und in ihren Hauptgedanken einer experimentellen und theoretischen Erweiterung zu voller Allgemeinheit fähig ist. Diese Hauptgedanken werden dabei bestätigt, so daß die Ruoßsche Arbeit als wesentlicher Fortschritt in der Aufhellung der besprochenen Vorgänge anzuerkennen ist.

1. Absolute Verstärkungszahl.

Hierunter versteht Ruoß das Verhältnis der Kollektorkapazität bei geerdetem Kondensator zur Kapazität des freigelegten Kollektors. Ruoß glaubt dieses Verhältnis in der Theorie von Noack (Beiträge zur Didaktik und Philosophie der Naturwiss. **2**. Heft 1) verwendet zu finden; Noack lehnt es jedoch im ersten Satz seines Abschnitts „Verstärkungszahl" als praktisch sinnlos ab. Verwendet ist es dagegen in der Darstellung in Müller-Pouillet (10. A., IV, S. 322) und wird dort potentialtheoretisch in die Formel $\pi r : 8d$ gebracht (r Plattenhalbmesser, d Plattenabstand). Das verstärkte Potential der nicht fest am Elektroskop gedachten Kollektorplatte soll nach dieser Darstellung dem Elektroskop als Grenzpotential bei hinreichend zahlreichen Übertragungen aufgedrückt werden. Hierbei ist übersehen, daß das Potential der freien Platte bei Annäherung an das Elektroskop, und ebenso das Potential des letzteren, jedoch nicht im gleichen Verhältnis, anders wird. Das Verfolgen dieser Änderungen führt auf dieselben Ansätze, wie sie in den nächsten Abschnitten aufgestellt werden.

2. Praktische Verstärkungszahl; Kolbesche Bindezahl.

Noack definiert als Verstärkungszahl das Verhältnis der Kapazitäten: Geerdeter Kondensator mit Elektrometer zu Kollektor mit Elektrometer. Diese Definition möge „praktisch" heißen: auf sie sind die Ruoßschen Darlegungen über die absolute zu übertragen. Sie soll weiterhin noch verallgemeinert gebraucht werden, indem auch für den kondensierenden Konduktor Verbindung mit einem Elektrometer zugelassen wird. Die Theorie der praktischen Verstärkungszahl wurde nach Ruoß zuerst von Kolbe (Einf. in die Elektrizitätslehre und Zeitschr. f. phys. u. chem. Unterr. **20**, 290; übrigens dürfte Volta selbst ähnliche Vorstellungen benutzt haben) mit Hilfe des Begriffs der Bindezahl x einer vorpotentialtheoretischen Elektrizitätslehre dargestellt, wobei die Verstärkungszahl v die Formel $v = 1 : (1 - x)$ erhält. Noack hat sich dieser Darstellung angeschlossen und eine experimentelle Probe auf die Richtigkeit der Theorie angegeben. Ruoß weist an einem andern Verteilungsfall nach, daß die dieser Probe als Voraussetzung unterlegte Gleichung:

Gesamtladung = Freie + gebundene Ladung,

nicht allgemein gültig ist.

Dennoch empfiehlt es sich, die Bindezahl nach Kolbes Definition allgemein beizubehalten,

da sie als Reihenexponent der Potentialfolgen alternierender Entladungen ausnahmslos gilt, wie im Folgenden gezeigt wird. Ihre Verknüpfung mit v durch die angegebene Gleichung ist alsdann an Bedingungen geknüpft, die sich allgemein angeben und in besonderer Weise auch leicht verwirklichen lassen.

3. Allgemeine Verstärkungszahl im Sinne der relativen nach Ruoß.

Die in Betracht kommenden Stellungen der Konduktoren I (zu welchem die Kollektorplatte gehört) und II (zu welchem die Kondensatorplatte gehört) seien dadurch unterschieden, daß hier Spannungs- und Verteilungsvorzahlen p_{ik} und q_{ik} mit verschiedenen Alphabeten gekennzeichnet werden: $\mathfrak{p}$, $\mathfrak{q}$ außer gegenseitiger Einwirkung; p, q isoliert genähert; $\mathfrak{P}$, $\mathfrak{Q}$ II geerdet; P, Q I geerdet. Dann sind die erforderlichen Versuche in doppelter Darstellung durch Potentiale V und Ladungen E in folgenden 24 Gleichungen enthalten:

I geladen			
$V_1 = \mathfrak{p}_{11} E_1$	$E_1 = q_{11} V_1$	$V_2 = 0$	$E_2 = 0$
II genähert			
$V_1' = p_{11} E_1$	$E_1 = q_{11} V_1' + q_{21} V_2'$	$V_2' = p_{12} E_1$	$0 = q_{12} V_1' + q_{22} V_2'$
II geerdet			
$V_1'' = \mathfrak{P}_{11} E_1 + \mathfrak{P}_{21} E_2$	$E_1 = \mathfrak{Q}_{11} V_1''$	$0 = \mathfrak{P}_{12} E_1 + \mathfrak{P}_{22} E_2$	$E_2 = \mathfrak{Q}_{12} V_1''$
I geerdet			
$0 = P_{11} E_1' + P_{21} E_2'$	$E_1' = Q_{21} V_2''$	$V_2'' = P_{12} E_1' + P_{22} E_2'$	$E_2' = Q_{22} V_2''$
II entfernt			
$V_1''' = \mathfrak{p}_{11} E_1'$	$E_1' = \mathfrak{q}_{11} V_1'''$	$V_2''' = \mathfrak{p}_{22} E_2'$	$E_2' = \mathfrak{q}_{22} V_2'''$
II entladen und genähert			
$V_1^{IV} = p_{11} E_1'$	$E_1' = q_{11} V_1^{IV} + q_{21} V_2^{IV}$	$V_2^{IV} = p_{12} E_1'$	$0 = q_{21} V_1^{IV} + q_{22} V_2^{IV}$

Beobachtet man sämtliche Potentiale, indem man beide Konduktoren dauernd mit Elektrometern verbindet, so erhält man allgemein gültig

$$E_1' : E_1 = V''' : V_1 = x,$$
$$= V_1^{IV} : V_1',$$
$$= V_2^{IV} : V_2'''.$$

Bei unvollkommener Isolierung wäre eine Gleichheit der drei Verhältnisse ein seltener Zufall; ihre Prüfung kann daher als Stützenverlustprobe dienen. Bei Anwendung der schwach gedämpften Braunschen Elektrometer ist die Probe nicht leicht zu erfüllen. Sie gelang mit Noackschem Kondensator und zwei Braunschen Instrumenten empfindlichster Art, nachdem die Bernsteinoberflächen mit Dampf abgeblasen, mit warmer Leinwand abgerieben, mit elektrischer Wintersonne (deren offener Glühkörper die Luft stark ionisiert, vermutlich wegen Kalkgehalts im Schamottekern) entladen und erwärmt waren; der Isolierwiderstand der oberen, dem Verstauben schneller unterworfenen Platte samt Elektrometer ergab sich nachher zu 500 Billionen Ω; derjenige der untern mit ihrem Elektrometer war am Vorabend zu 1000 Billionen Ω gefunden worden. Der Plattenabstand war 4 mm bei 8 cm Halbmesser; die Potentiale

II	728	0	−267	−717	359	Volt
I	1510	1010	500	0	750	505 „

Die drei Bestimmungen der Bindezahl ergeben 0,496; 0,500; 0,493; die Messungsreihe ist somit für Nachprüfung der Theorie bis 1 Proz. Unsicherheit geeignet.

Noacks Probe zeigt sofort, daß seine praktische Verstärkungszahl $1510 : 500 = 3{,}02$ hier von $1 : (1 - x) = 2{,}01$ verschieden ist. Dagegen bestätigt sich die größere Allgemeinheit der Ruoßschen Überlegungen, für welche die entsprechende Probe $V_1' - V_1'' - V_1^{IV}$ statt Null 5 Volt; also 1 Proz. Fehler ergibt. Die Ruoßsche Verstärkungszahl $1010 : 500 = 2{,}02$ ist also eine allgemeine, welche als $1 : (1 - x)$ berechnet werden kann, auch wenn 2 Elektrometer verwendet werden. (Die absolute Verstärkungszahl wäre hier 7,8.)

Läßt man das Elektrometer bei II fort, so werden beide Proben etwa gleich brauchbar. Noack hat in drei mitgeteilten Beispielen für $V_1 - V_1'' - V_1'''$ je etwa 2 Proz. von V_1 gefunden. Mit Braunschem Elektrometer fand ich für Unterrichtszwecke, mit nicht so vollkommener Isolierung wie oben, vor längerer Zeit

	Wintertag, mit Warmluftbläser			Winternacht, ohne Heizung		
Probe nach Noack	1400—1405	1525—1445	1500—1465	1360—1360	1500—1470	1505—1475
Fehler	— 3 Proz.	5 Proz.	1 Proz.	0	2 Proz.	2 Proz.
Probe nach Ruoß' Art	1300—1355	1440—1405	1435—1415	1350—1295	1440—1420	1445—1430
Fehler	— 3 Proz.	$2^1/_2$ Proz.	$1^1/_2$ Proz.	4 Proz.	$1^1/_2$ Proz.	1 Proz.

Die theoretische Bedingung für eine solche Übereinstimmung ist nach Ruoß' Überlegung eine unendlich dünne Kondensatorplatte. Die Messungen zeigen, daß die Noackschen Platten diese Forderung bis auf etwa 2 Proz. erfüllen. Die Ruoßsche Ableitung ist jedoch für die hier benutzte Anordnung zu eng.

Zwischen den Potential- und Influenzkoeffizienten der obigen Gleichungen bestehen die Beziehungen

$$\mathfrak{p}_{11}q_{12} + \mathfrak{p}_{12}q_{12} = 0; \quad \mathfrak{p}_{11}q_{11} + \mathfrak{p}_{12}q_{12} = 1,$$

woraus folgt

$$\mathfrak{p}_{11} = \frac{q_{12}}{q_{22}q_{11} - {q_{12}}^2},$$

$$P_{11}Q_{21} + P_{21}Q_{12} = 0; \quad P_{22}Q_{22} + P_{12}Q_{21} = 1,$$
$$\mathfrak{P}_{22}\mathfrak{Q}_{12} + \mathfrak{P}_{12}\mathfrak{Q}_{11} = 0; \quad \mathfrak{P}_{11}\mathfrak{Q}_{11} + \mathfrak{P}_{21}\mathfrak{Q}_{12} = 1,$$

woraus folgt

$$\mathfrak{Q}_{11} = \frac{\mathfrak{P}_{22}}{\mathfrak{P}_{22}\mathfrak{P}_{11} - {\mathfrak{P}_{12}}^2}.$$

Mit Hilfe dieser Beziehungen findet man für Bindezahl x und Verstärkungszahl v im allgemeinsten Fall

$$x = \frac{E_1'}{E_1} = \frac{Q_{21}E_2}{Q_{22}E_1} = \frac{Q_{21}}{Q_{22}}\mathfrak{P}_{11} : \left(\frac{1}{\mathfrak{Q}_{12}} - \mathfrak{P}_{12}\right)$$
$$= \frac{Q_{21}}{Q_{22}}\frac{\mathfrak{Q}_{21}}{\mathfrak{Q}_{11}} = \frac{P_{21}\mathfrak{P}_{11}}{P_{11}\mathfrak{P}_{22}},$$

$$v = \frac{V_1'}{V_1''} = \mathfrak{p}_{11}\mathfrak{Q}_{11} = \frac{\mathfrak{p}_{11}\mathfrak{P}_{22}}{\mathfrak{P}_{22}\mathfrak{P}_{11} - {\mathfrak{P}_{12}}^2}$$
$$= \frac{\mathfrak{p}_{11}}{\mathfrak{P}_{11}} \frac{1}{1 - {\mathfrak{P}_{12}}^2/\mathfrak{P}_{11}\mathfrak{P}_{22}} = \frac{\mathfrak{Q}_{11}}{q_{11}} \frac{1}{1 - {q_{12}}^2/q_{11}q_{22}}.$$

Die elementare Beziehung $v = 1 : (1 - x)$ ist somit richtig, wenn

$$1 - \frac{\mathfrak{Q}_{21}}{\mathfrak{Q}_{11}}\frac{Q_{21}}{Q_{22}} = \frac{q_{11}}{\mathfrak{Q}_{11}}\left(1 - \frac{{q_{12}}^2}{q_{11}q_{22}}\right).$$

Hierfür ist hinreichend, daß die gleichziffrigen Koeffizienten der drei vorkommenden Alphabete gleich sind, daß also die Erdungsleitungen (im Fall der beiden großen Alphabete) keine Kraftröhren auf sich ziehen. Dies ließe sich bei der beschriebenen Anordnung sehr vollkommen erreichen, indem man mit einem kurzen Ausladen an langem isolierenden Stiel vom Gehäuse des entfernten Elektrometers nach seinem Knopf erdet.

Die genannte Bedingung ist jedoch aus folgendem Grunde nicht dringend. Ist sie nicht erfüllt, zieht also die Erdleitung Kraftröhren auf sich, die vorher an der Kondensatorplatte (bei $\mathfrak{P}, \mathfrak{Q}$) bzw. Kollektorplatte (bei P, Q) endigten, so wird $\mathfrak{Q}_{11} > q_{11}$, aber auch die Verhältnisse $\mathfrak{Q}_{21} : \mathfrak{Q}_{11}$ und $Q_{21} : Q_{22}$ wachsen; der Fehler der Gleichung $v = 1 : (1 - x)$ bleibt somit kleiner als die Fehlerursache, unter Umständen Null.

In der Tat wurde bei obiger Versuchsreihe nicht in der angegebenen skrupulösen Weise geerdet.

Symmetrie ist für die Verwendbarkeit des Begriffs Bindezahl unwesentlich; soll sie aber für andere Zwecke geprüft werden, so kann man aus obiger Messungsreihe bilden

$$\frac{q_{11}}{q_{22}}\frac{Q_{22}}{\mathfrak{Q}_{11}} = \frac{V_1''V_2'''}{V_1'''V_2''},$$

was bei Symmetrie Eins ergeben müßte. Im obigen Beispiel erhält man 0,89. Dies beruht, außer auf dem ein wenig asymmetrischen Bau des Noackschen Kondensators, auf der Ungleichheit der beiden Elektrometer, von welchen das eine ein älteres Modell von $9^1/_2$ cm Kapazität, das andere ein neues von $8^1/_4$ cm Kapazität war.

Daß bei dünner Kondensatorplatte Noacks Probe keine großen Fehler ergeben kann, ersieht man folgendermaßen. Nach Obigem ist die Probe nach Ruoß' Art $V_1' - V_1'' - V_1^{IV} = 0$ stets nahe erfüllt, es wäre denn, daß für die Erdung ganz umfangreiche Leiter verwendet würden. Ist sie aber erfüllt, so ist die Bedingung für die Erfüllung der Noackschen Probe in derselben Messungsreihe

$$V_1 - V_1' = V_1''' - V_1^{IV}.$$

Bei unendlich dünner Kondensatorplatte werden beide Seiten dieser Gleichung Null; bei dünner Platte bleiben sie klein, noch kleiner somit der Unterschied der beiden Seiten; auch hier bleibt der Fehler kleiner als die Fehlerursache.

Tübingen, Oberrealschule, Oktober 1923.

(Eingegangen 16. Oktober 1923.)

Eine eigentümliche Beugungsinterferenz.

Von Karl Noack.

In der Zeitschrift für physikalischen und chemischen Unterricht **36**, 96 ff., 1923 hat Herr Maey versucht, eine elementare Berechnung der von mir beschriebenen Interferenzfransen bei objektiver Abbildung des leuchtenden Schirmrandes zu geben[1]), die durch ihre elegante Einfachheit außerordentlich bestechend wirkt. Da mir aber seine Resultate in einzelnen Punkten mit den Tatsachen im Widerspruch zu stehen schienen, so habe ich versucht, die Erscheinung messend festzulegen und mit den Resultaten seiner Rechnung zu vergleichen. Es war mir aber infolge der unerschwinglichen Stromkosten

1) Diese Zeitschr. **23**, 288, 1922 und Zeitschr. f. d. phys. u. chem. Unterricht **35**, 24, 1922.

leider nicht möglich, den ganzen Komplex von Erscheinungen, auf den sich Herrn Maeys Theorie bezieht, erschöpfend zu bearbeiten, ich mußte mich vielmehr auf den nächstliegenden Fall beschränken, den Herr Maey in § 2 seines Aufsatzes behandelt, wobei die Lupe möglichst scharf auf das objektive Bild des Schirmrandes eingestellt ist.

Es treten bei diesem Versuch meistens zwei wesentlich verschiedene Interferenzbilder auf, die einander überlagern und von denen bald das eine bald das andere vorherrscht; ich will sie zur besseren Unterscheidung als primäres und sekundäres Fransenbild bezeichnen.

Das primäre Fransenbild kommt nach Herrn Maeys Ansicht (a. a. O. S. 97) dadurch zustande, daß die Linse L von der leuchtenden Schirmkante S nicht nur ein Bild liefert, sondern mehrere. (Die Figur ist Herrn Maeys Fig. 1 mit geringer Änderung.) Die Zentralstrahlen, die bei dem Versuch durch den Schirm JA ausgeschaltet sind, würden sich in B kreuzen, die an den Schirmrändern vorbeigehenden Strahlen schneiden sich in C, die vom Linsenrand herkommenden in D. „Zwischen C und D kreuzen sich also die beiden Wellensysteme der äußeren und inneren Beugung von S“ und geben Anlaß zu einer Interferenzerscheinung wie beim Fresnelschen Spiegelversuch. Für die Streifenbreite A soll dann die Gleichung gelten $A = \lambda \cdot \frac{AC}{AJ}$ (a. a. O. S. 97). In der Tat besteht aber bei dieser Auffassung kein innerer Zusammenhang zwischen Schirmbreite AJ und Fransenbreite A; Herr Maey will die Formel daher auch nur zur Berechnung eines oberen Grenzwertes gelten lassen.

Wir kennen eine Interferenzerscheinung, die nach Meslie[1]) in ähnlicher Weise zustande kommt, wenn zwei in der Achsenrichtung gegeneinander verschobene Linsenhälften zwei hintereinander liegende Bilder der Lichtquelle liefern. Aber in unserem Falle würden doch alle Punkte zwischen C und D als Mittelpunkte konvergenter Wellen aufzufassen sein und es ist nicht einleuchtend, wie durch diese eine so scharf definierte Interferenzerscheinung entstehen könnte.

Im Gegensatz zu dieser Unabhängigkeit der primären Fransen von den Maßen der abblendenden Schirme steht das sekundäre Fransenbild mit denselben in engstem Zusammenhang. Es verdankt seine Entstehung den beiden an den Schirmrändern A und J nach innen gebeugten Wellensystemen, die von der ersten Beugung an S her einen Phasenunterschied vom Betrag π haben, und ist durch die Gleichung

$$A = \frac{\lambda \cdot q}{\delta}$$

hinreichend genau beschrieben. (q = Abstand der Lupe vom Schirmchen, δ = Breite des letzteren.)

Es muß auffallen, daß Herr Maey in seiner Abhandlung auch für die primären Fransen eine befriedigende Übereinstimmung zwischen der gemessenen Fransenbreite und der aus obiger Formel berechneten feststellt, allerdings unter dem erwähnten Vorbehalt. Allein es ist zu bedenken, daß bei den von ihm benutzten Streifenbreiten von 4 und mehr Millimeter die sekundären Fransen von derselben Größenordnung sind, wie die primären, und sich schwer oder gar nicht von ihnen unterscheiden lassen. Man muß daher behufs zuverlässiger Trennung beider schmalere Schirme anwenden, wie es bei den folgenden Messungen geschehen ist. Die Versuchsanordnung war dabei die folgende.

Auf dem Nullpunkt der optischen Bank steht der regulierbare Spalt eines Spektroskopes, beleuchtet durch eine kleine Bogenlampe; in der Entfernung a steht die Linse von der Brennweite f, im Abstand b vom Nullpunkt die abblendenden Schirme. Als solche dienten kurze Stücke von Stricknadeln verschiedener Dicke und in einem Falle (Breite $\delta = 3{,}1$ mm) ein scharf-

1) Journ. de Phys. **2**, 205, 1893.

Tabelle I.

Primäre Fransen.

$\delta =$	0,62 mm		1,05		1,46		1,92		3,1		○ $d = 5{,}5$		◇ $d = 8{,}5$	
Ordnungszahl	$2d$	Δ	$2d$	Δ	$2d$	Δ	$2d$	Δ	$2d$	Δ	$2d$	Δ	$2d$	Δ
1	3,0	1,50	2,8	1,40	2,7	1,35	2,6	1,30	2,4	1,20	2,3	1,15	2,1	1,05
2	5,8	1,40	5,4	1,30	5,3	1,20	4,9	1,15	4,7	1,15	4,4	1,05	4,0	0,95
3	8,5	1,35	7,9	1,25	7,4	1,05	7,0	1,05	6,8	1,05	6,6	1,10	5,8	0,90
4	11,1	1,30	9,9	1,00	9,8	1,20	9,4	1,20	9,6	1,10	8,4	0,90	7,6	0,90
5	13,6	1,25	12,1	1,10	12,1	1,15	11,6	1,10	11,0	1,00	10,3	0,95	9,4	0,90
6	16,0	1,20	14,3	1,10	14,2	1,05	13,5	0,95	13,0	0,95	12,1	0,90	11,0	0,80
7	18,2	1,10	16,5	1,10	16,2	1,00	15,5	1,00	15,1	1,05	13,7	0,80	12,8	0,90
8	20,5	1,15	18,7	1,10	18,0	0,90	17,7	1,10	17,1	1,00	15,4	0,85		
9	22,6	1,05	20,6	0,95	20,1	1,05	19,5	0,90	19,1	1,00	17,1	0,85		
10	24,6	1,00	22,4	0,90	22,2	1,05	21,4	0,95	21,0	0,95	18,7	0,80		

Tabelle II.

Sekundäre Fransen.

$\delta =$	0,62 mm		1,05		1,46		1,92		3,1		○ $\delta = 5{,}5$		◇ $\delta = 8{,}5$	
Ordnungs-nummer	$2d$	Δ	$2d$	Δ	$2d$	Δ	$2d$	Δ	$2d$	Δ	$2d$	Δ	$2d$	Δ
1	14,5	7,25	8,4	4,20	6,3	3,15	4,6	2,30	3,2	1,60	9,2	4,6	4,8	2,4
2	36,5	11,00	21,5	6,55	15,7	4,70	11,6	3,50	7,5	2,15	14,2	2,5	9,0	2,1
3	58,5	11,00	35,5	7,00	25,6	4,95	18,9	3,65	12,5	2,50	18,8	2,3	12,8	1,9
4	80,0	10,75	48,5	6,50	35,7	5,05	26,6	3,85	17,0	2,25	23,0	2,1	15,8	1,5
5							34,1	3,75	21,5	2,25	26,6	1,8	18,6	1,4
6							41,5	3,70			30,0	1,7	20,8	1,1
7											33,2	1,6		
8											36,2	1,5		
9											39,0	1,4		
10											41,4	1,2		

tändiger Streifen von schwarzem Papier, der straff über die kreisförmige Öffnung einer Blende gespannt war. Die Entfernungen a und b wurden meistens so gewählt, daß das Bild der lichtgebenden Öffnung ungefähr im Verhältnis 0,8 verkleinert war. Zur Ablesung diente eine Lupe mit Glasmikrometer von $^1/_{10}$ mm Strichabstand, deren Einstellebene den Abstand c vom Nullpunkt der Bank hatte; es ist also die Entfernung q des Fransenbildes von dem abblendenden Schirm $q = c - b$. Die beugende Messerschneide wurde bei jedem Versuch so eingestellt, daß ihr scharfes Bild mit der Teilung der Mikrometerlupe zusammenfiel; das ist weniger bequem, als es eine Verschiebung der Lupe sein würde, aber wegen der Vergleichbarkeit der Resultate vorzuziehen. Die Entfernung der Schneide vom Nullpunkt sei a'. Alle Messungen sowie auch die Scharfeinstellung des Schneidenbildes geschahen unter Vorschaltung eines roten Überfangglases ($\lambda = 650 \cdot 10^{-7}$ cm) vor die lichtgebende Öffnung.

Das Interferenzbild bei Anwendung solcher schmaler Schirmchen ist folgendes: Ein System scharfer enger Fransen, die sich um eine besonders dunkle Mittellinie (am Ort des scharfen Schneidenbildes vor erfolgter Abblendung) gruppieren und nach beiden Seiten rasch blasser werden, ist überlagert von breiten, weniger scharfen dunklen Streifen, die ebenfalls symmetrisch zu jener dunklen Mittellinie liegen[1]).

Die beiden obenstehenden Tabellen I und II enthalten die Resultate einer Anzahl an diesen Fransenbildern ausgeführter Messungen, die erste solche an den primären engen, die zweite an den sekundären, jene überlagernden Fransen. Es sei besonders darauf hingewiesen, daß die Ausmessung beider Bilder bei einem und demselben Schirmchen stets unmittelbar hintereinander ohne jede Änderung der Aufstellung erfolgte. In den Kolonnen mit der Überschrift $2d$ sind die in Zehntelmillimeter gemessenen gegenseitigen Abstände der einzelnen seitlichen Fransen gleicher Ordnung voneinander angegeben, daneben die Fransenbreiten $\Delta = d_n - d_{n-1}$. Die beiden letzten Gruppen beziehen sich, wie aus der Überschrift hervorgeht, auf ein kreisförmiges

1) Es zeigt sich häufig bei diesen Messungen eine geringe Unsymmetrie der beiden Seiten des Bildes; sie ist verursacht durch Unsymmetrie der beiden Linsenhälften, denn sie wechselt die Seite beim Umlegen der Linse oder des Schirmrandes S.

Schirmchen von 5,5 mm Durchmesser, bzw. auf ein quadratisches mit wagerechter Diagonale von 8,5 mm. Die maßgebenden Entfernungen waren bei diesen Versuchen: $f = 9{,}22$ cm; $a = 20$ cm; $b = 37{,}1$ cm; $a' = 10{,}1$ cm; $c = 150$ cm; also $q = 112{,}9$ cm.

Es zeigt sich nun zunächst, daß die primären Fransen nicht äquidistant sind, daß vielmehr die Fransenbreite nach außen zuerst rasch, dann langsamer abnimmt. Das sieht man deutlicher, als durch Vergleichung der Streifenbreiten, die von den einzelnen Beobachtungsfehlern stärker beeinflußt werden, an den Quotienten $d_n : n$. Für den Schirm von 1,46 mm Breite haben diese z. B. die folgenden Werte:

1,35	1,32	1,23	1,22	1,21
1,18	1,16	1,13	1,12	1,11

Es ist bemerkenswert, daß es bisweilen gelingt, diese Fransen bis zu sehr hohen Gangunterschieden zu verfolgen, was in Anbetracht der wenig homogenen Lichtquelle überraschen muß. Als Beispiel diene Tabelle III, die Messungen des Fransenabstandes von der Mitte von 10 zu 10 Fransen bei Anwendung einer einfachen plankomplexen Linse von + 8 Dioptrien und einem Schirmchen von $\delta = 1{,}46$ mm Breite enthält. Sie reicht bis zu einem Gangunterschied von 30 λ; die Fransen waren noch weiter sichtbar, aber die geringe Lichtstärke erlaubte nicht, sie zu messen.

Tabelle III.

$\delta =$	1,46 mm	
Ordnungsnummer	d	d_n/n
1	1,6	1,60
11	12,5	1,14
21	21,0	1,00
31	28,5	0,92
41	35,7	0,87
51	43,7	0,86
61	51,3	0,84

Weiter lehren die Zahlen der Tab. I, daß die von Herrn Maey im § 2 seines Aufsatzes herangezogene Formel

$$A = \frac{\lambda \cdot q}{\delta}$$

selbst nicht als Grenzwert für die erste Streifenbreite anwendbar ist, denn die Fransenbreite d_1 ist nahezu unabhängig von der Breite δ des abblendenden Schirmes, wie eine Vergleichung der 5 ersten Werte in der ersten Zeile zeigt. Daß die Schirmbreite gleichwohl nicht ganz ohne Einfluß ist, geht aus der immerhin merklichen Abnahme der A-Werte mit wachsender Schirmbreite hervor. Prüft man die Formel etwa wieder an dem Schirmchen von 1,46 mm Breite, so kommt man zu der selbst für einen Grenzwert unannehmbaren Zahl $\lambda = 181 \cdot 10^{-7}$. Auf die Fransenbilder, die wir hinter kreisförmigen oder quadratischen Schirmchen mit wagerechter Diagonale erhalten, und von denen Herr Maey meint, daß besonders letzteres diese Fransen „gleichsam in Reinkultur" zeige (a. a. O. S. 98), ist die Formel von vornherein nicht anwendbar. Bei beiden ist übrigens die Abnahme der Fransenbreite ziemlich langsam, so daß die ersten Fransen wohl als äquidistant betrachtet werden können.

Im Gegensatz hierzu sind die sekundären Fransen hinter streifenförmigen Schirmchen, wie die Tabelle II zeigt, offenbar äquidistant und umgekehrt proportional mit der Breite δ des abblendenden Schirmes; sie haben ganz den Charakter der äquidistanten Innenfransen im Schatten eines schmalen Schirmes, der von einer parallelen Lichtlinie beleuchtet wird, nur mit dem Unterschied, daß sie sich um eine dunkle Mittellinie gruppieren, entsprechend dem Umstand, daß die beiden an der Schneide S erstmals gebeugten Wellen an den Rändern des abblendenden Schirmes schon mit einem Phasenunterschied π ankommen. Auch ist zu beachten, daß die Breite des Streifens erster Ordnung nur $^2/_3$ von der der folgenden Streifen ist. Daß die besonders dunkle Mittelfranse des primären Fransenbildes gleichzeitig den sekundären Fransen angehört, geht aus der Überlegung hervor, daß sie fehlen oder mindestens aufgehellt sein müßte, wenn das sekundäre Bild ein Helligkeitsmaximum als Mitte hätte. Wendet man auf diese sekundären Fransen die Formel

$$d = \frac{\lambda \cdot q}{\delta}$$

an, so findet man z. B. bei der 3. Versuchsreihe $\lambda = 633 \cdot 10^{-7}$.

Wie man aus den beiden letzten Gruppen der zweiten Tabelle sieht, treten auch hinter dem Kreisschirmchen und sogar hinter dem quadratischen sekundäre Fransen auf. Sie lassen sich nicht immer beobachten, sondern sind von besonders sorgfältiger Anordnung der einzelnen Teile abhängig und an gewisse Beleuchtungsverhältnisse gebunden, deren Besonderheit ich noch nicht mit Sicherheit habe feststellen können. Immerhin konnten sie öfter vollkommen einwandfrei messend verfolgt werden. Sie sind, wie man sieht, von anderer Art, als die Fransen hinter streifenförmigen Schirmen, denn ihre Breite nimmt nach außen rasch ab; sie erinnern in ihrer Anordnung stark an die Randfransen an der Schattengrenze einer geraden Schirm-

kante; ihr Auftreten ist in hohem Maße rätselhaft, denn es ist kaum anzunehmen, daß sie von den abblendenden Schirmen unmittelbar abhängig sind.

Ich hatte schon oben darauf hingewiesen, daß gegen eine Erklärung der primären Fransen lediglich aus der Interferenz der beiden an S gebeugten Wellensysteme Bedenken bestehen. Es kreuzen sich aber in dem Interferenzgebiet zwischen C und D nicht nur diese beiden Wellensysteme, sondern auch diejenigen der bei A und J zum zweitenmal und zwar nach innen gebeugten Strahlen. Es liegt nun nahe, zu untersuchen, welchen Einfluß diese letzteren auf die Erscheinung haben. Der Umstand, daß die beiden ursprünglichen Wellensysteme, die durch Beugung an der Schneide S entstanden sind, je eine Hälfte der Linse gesondert durchdringen, bietet ein Mittel, dieser Frage näher zu kommen; indem man eine Linsenhälfte verdeckt, schaltet man eins der beiden an S gebeugten Wellensysteme zugleich mit dem an der diesseitigen Schirmkante nach innen gebeugten Teil aus dem Komplex der Komponenten aus und es bleiben nur das andere Büschel und sein an dem betreffenden Schirmrand nach innen gebeugter Anteil übrig.

Auf Grund dieser Erwägung wurden einige Messungen an den Fransenbildern hinter dem Streifenschirm von 1,46 mm Breite und dem kreisförmigen Schirmchen von 5,5 mm Durchmesser vorgenommen. Wurde die rechte Linsenhälfte durch einen schwarzen Karton mit senkrechtem, der Schneide S parallelem Rand (gleichgültig ob scharfkantig oder sägenartig gezahnt) zugedeckt, so verschwand die linke Hälfte des Fransenbildes einschließlich der dunkelen Mittellinie, die linke Bildhälfte war verdunkelt, die Bildmitte wurde von einem hellen Streifen gebildet, dagegen war rechts ein System von scharfen Fransen zu sehen; ebenso umgekehrt, wenn die linke Linsenhälfte verdeckt wurde.

Bei den Messungen, deren Resultate in der folgenden Tabelle IV mitgeteilt sind, wurde wieder die Linse von der Brennweite $f = 9{,}22$ cm benutzt; auch die übrigen Abmessungen an der optischen Bank waren die gleichen wie oben. Die erste Hälfte der Tabelle bezieht sich auf den streifenförmigen Schirm von 1,46 mm Breite, die zweite enthält die Resultate für das kreisförmige Schirmchen von 5,5 mm Durchmesser. In beiden Teilen enthält die erste Doppelkolonne die Werte von d und A für die ersten zehn Fransen bei freier Linse, die zweite die entsprechenden Werte bei verdeckter linker Linsenhälfte, also bei Abblendung des bei S nach innen gebeugten Lichtes, und die dritte dieselben Größen bei verdeckter rechter Linsenhälfte.

Betrachten wir zunächst die Fransenbilder hinter dem streifenförmigen Schirmchen, so ist ohne weiteres ersichtlich, daß das Bild, das durch Interferenz der Wellensysteme nur einer Seite hervorgebracht wird, sich nur sehr wenig von demjenigen unterscheidet, das seine Entstehung dem Zusammenwirken aller vier Wellensysteme verdankt. Die Wirkung der Zulassung der beiden jenseitigen Wellensysteme zu den diesseitigen besteht darin, daß ihr eigenes Fransenbild zu dem schon vorhandenen hinzukommt, beide getrennt durch die neuauftretende dunkle Mittellinie, und beide Fransenbilder unter dem Einfluß der jenseitigen Wellen eine geringe Zusammenziehung erfahren, die sich in einer Abnahme der Fransenbreiten bemerklich macht, und zwar in höherem Maße bei den ersten als bei den späteren Fransen.

Es erscheint danach wohl berechtigt, die primären Fransenbilder in erster Linie durch die Interferenz der beiden Wellensysteme je einer Seite zu erklären. Damit würde auch das oben ausgesprochene Bedenken gegenstandslos.

Weit einschneidender als in diesem Falle sind die Unterschiede zwischen den beiden

Tabelle IV.

	Streifenschirm, $\delta = 1{,}46$.						Kreisschirm, $\delta = 5{,}5$ mm.					
	Linse frei		links verdeckt		rechts verdeckt		Linse frei		links verdeckt		rechts verdeckt	
Ordnungsnummer	d	A	d_l	A	d_r	A	A	d	d_l	A	d_r	A
1	1,35	1,35	1,4	1,4	1,6	1,6	1,0	1,0	5,0	5,0	4,8	4,8
2	2,55	1,20	3,3	1,9	3,6	2,0	2,0	1,0	7,7	2,7	7,5	2,7
3	3,75	1,20	4,8	1,5	5,2	1,6	3,0	1,0	9,8	2,1	9,8	2,3
4	4,90	1,15	6,3	1,5	6,7	1,5	3,8	0,8	12,0	2,2	12,0	2,2
5	6,05	1,15	7,6	1,3	8,1	1,4	4,7	0,9	13,8	1,8	13,8	1,8
6	7,10	1,05	8,8	1,2	9,4	1,3	5,6	0,9	15,5	1,7	15,6	1,8
7	8,10	1,00	10,0	1,2	10,7	1,3	6,4	0,8	17,2	1,7	17,3	1,7
8	9,00	0,90	11,2	1,2	11,9	1,2	7,2	0,8	18,7	1,5	19,0	1,7
9	10,05	1,05	12,3	1,1	13,1	1,2	7,9	0,7	20,3	1,6	20,5	1,5
10	11,10	1,05	13,3	1,0	14,2	1,1	8,6	0,7	22,0	1,7	21,8	1,3

Fransenbildern hinter einem kreisförmigen Schirmchen. Das Fransenbild, das von den beiden Wellensystemen einer Seite herrührt, schrumpft auf weniger als die Hälfte zusammen, sobald die beiden Wellen von jenseits zugelassen werden, und gleichzeitig verschwinden die besonders anfangs beträchtlichen Unterschiede der Streifenbreiten fast vollständig, so daß die Fransen auf eine größere Strecke nahezu äquidistant erscheinen. Hier ist offenbar die Rolle, die die einzelnen Wellensysteme beim Zustandekommen des Interferenzbildes spielen, eine ganz andere, als bei den streifenförmigen Schirmen. Die Erscheinung ist ebenso wie die der sekundären Fransen bei dem kreisförmigen oder rhombischen Schirmchen noch nicht hinreichend aufgeklärt und müßte zunächst noch weiter untersucht werden.

Auerbach i. H.

(Eingegangen 20. Oktober 1923.)

Ionisation unserer Atmosphäre und Sonnentätigkeit.

Von A. Gockel.

Die letzte Mitteilung des Herrn Bongards[1]) liefert einen neuen Beitrag zu der Lösung der in neuerer Zeit viel besprochenen[2]) Frage: Wirkt eine kosmische Strahlung bei der Ionisierung unserer Atmosphäre und besonders bei der noch ganz unaufgeklärten Aufrechterhaltung des elektrischen Erdfeldes mit?

Ich möchte in den folgenden Ausführungen auf einige Erscheinungen hinweisen, die für und auch solche, die gegen kosmische Einflüsse sprechen. Ich beschränke mich dabei auf die Luftelektrizität und verweise bezüglich der erdmagnetischen Erscheinungen und des Polarlichtes auf die zitierten Arbeiten.

Herr Bongards stützt seine Ansicht vom solaren Ursprung des überwiegenden Teils der in der Atmosphäre enthaltenen Zerfallsprodukte des Radiums vorwiegend auf die Feststellung, daß der Emanationsgehalt der Atmosphäre, wie ihn Wright und Smith nach der Absorptionsmethode in Manila fanden, zeitlich denselben Verlauf hatte wie der von ihm in Lindenberg in 1500 m über dem Erdboden nach der Elster- und Geitelschen Drahtmethode gemessene. Von 12 an den gleichen Tagen vorgenommenen Messungen, die sich über einen Zeitraum von mehr als 4 Monaten verteilen, fiel nur das Resultat einer einzigen aus der Reihe. Weniger Gewicht scheint mir auf den von Bongards in einer früheren Mitteilung erwähnten Umstand zu legen zu sein, daß der Höchstwert des Emanationsgehaltes der Atmosphäre zeitlich zusammenfiel mit dem Auftreten einer Kalziumfleckengruppe im Zentralmeridian der Sonne.

Die Frage, ob die Drahtmethode wirklich den Gehalt der Atmosphäre an Radiuminduktionen oder nicht vielmehr die Beweglichkeit der letzteren mißt[1]), können wir hier beiseite lassen. Gegen die Bongardssche Hypothese scheint mir vor allem zu sprechen, daß bei den von der Carnegie-Institution veranstalteten über mehrere Jahre sich erstreckenden Fahrten auf dem Atlantischen und Stillen Ozean ein mittlerer Emanationsgehalt von nur 0,4 (Antarctis) bis 3,3 (Pacific) $\times 10^{-12}$ Curie im Kubikmeter Luft gefunden wurde, auf dem Lande dagegen 88×10^{-12}. Ferner, daß Smith und Wright auf dem Mont Pauai in 2460 m Höhe nach der Absorptionsmethode nur einen mittleren Emanationsgehalt von $19{,}2 \times 10^{-12}$ Curie fanden. Die hohen von Bongards in 1500 m Höhe nach der Drahtmethode erhaltenen Werte erklären sich leicht durch das starke Feld in der Nachbarschaft seines Drachendrahtes.

Ferner hat sich bei den Untersuchungen der durchdringenden Strahlung, auch auf Bergspitzen wie Piz Languard, Obir entweder keine oder eine nur schwache tägliche und jährliche Schwankung nachweisen lassen, die sich ohne weiteres durch die mit der Tages- und Jahreszeit schwankenden Emationsabgabe des Bodens erklärt. Des weiteren haben Beobachtungen auf nordischen Stationen keine Beeinflussung des elektrischen Erdfeldes durch Polarlichtstrahlen erkennen lassen.

Versuche v. Schweidlers, eine negative Korpuskularstrahlung kosmischen Ursprunges nachzuweisen, haben zu einem negativen Resultate geführt. Dadurch ist freilich eine Hypothese Swanns, wonach eine γ-Strahlung kosmischen Ursprungs in der Atmosphäre selbst eine sekundäre nach unten gerichtete und sehr durchdringungsfähige Elektronenstrahlung erzeugt, noch nicht vollständig widerlegt. Zweifelhaft erscheint mir aber, ob man die von Swann zur Erklärung der Aufrechterhaltung des elektrischen Erdfeldes angenommene Strahlung mit der bekannten durchdringenden Strahlung identifizieren darf. Das Erdfeld ist örtlich und zeit-

1) H. Bongards, diese Zeitschr. **24**, 295, 1923.

2) L. A. Bauer, Terr. Magn. a. atmosph. Electr. **26**, 33, 1921; A. Gockel, Rektoratsrede, Freiburg (Schweiz), 1921; E. v. Schweidler, Wien. Ber. **127**, 516, 1918; W. F. G. Swann, Journal of the Franklin Inst., April 1923.

1) R. Münz, Dissertation Kiel 1913.

lich sehr veränderlich, bei der durchdringenden Strahlung haben sich andere als die dem Bodeneinfluß zuzuschreibenden kleinen Schwankungen bis jetzt auch auf Bergspitzen nicht nachweisen lassen. Möglich aber ist, daß in Höhen über 4000 m, von welcher Höhe an die Stärke der von oben kommenden durchdringenden Strahlung rasch ansteigt, eine solche Veränderlichkeit doch vorhanden ist. Systematische Untersuchungen im Flugzeug könnten hier Aufklärung schaffen[1]).

Während sich also gegen die Annahme des Eindringens anderer Zerfallsprodukte des Radiums als der α- und β Strahlen in unsere Atmosphäre schwerwiegende Einwände erheben lassen, erscheint mir die Annahme einer von der Sonne ausgehenden Strahlung nicht widerlegt. Eine Reihe luftelektrischer Erscheinungen sprechen sogar für das Vorhandensein eines kosmischen Einflusses. In erster Linie die durch die Arbeiten der Carnegie-Institution speziell die Untersuchungen von S. I. Mauchly festgestellte Tatsache, daß bei schönem Wetter die tägliche Schwankung des Potentialgefälles und damit auch die des luftelektrischen Vertikalstromes in der Hauptsache aus einer einfachen Welle mit einer Periode von 24 Stunden besteht, und daß die Maxima und Minima dieser Schwankung auf der ganzen Erde gleichzeitig eintreten[2]), daß also für die Phase nicht die Lokal-, sondern Universalzeit maßgebend ist. Es bemerken übrigens auch schon Wegener und Hammer in ihrem Bericht über die Arbeiten des Samoa-Observatoriums: „Es ist nicht ausgeschlossen, daß die aufgezeichnete einfache Periode (Maximum Nachmittag, Minimum Nacht) im Zusammenhang mit der Sonnenstrahlung und der Erhaltung des normalen Vertikalstromes von außen her steht"[3]). Des weiteren spricht für einen kosmischen Einfluß die von L. A. Bauer festgestellte, und wie er angibt, auch schon von Quetelet (Brüssel) und Wislicenus (St. Louis) bemerkte Tatsache, daß das Potentialgefälle, d. h. die negative Entladung an elektrisch ungestörten Tagen mit wachsender Sonnenaktivität wächst.

Dagegen zeigt nach Bauer die elektrische Leitfähigkeit der Atmosphäre keine oder wenigstens eine nur sehr schwache Änderung während einer Sonnenfleckenperiode. Es muß deshalb auch die Stärke des Erd-Luftstromes zunehmen mit zunehmender Sonnenaktivität. Weiter findet Bauer, daß in Tortosa an elektrisch ungestörten Tagen auch die tägliche Schwankung des Potentialgefälles zunimmt mit wachsender Sonnenaktivität. Der Zusammenhang zwischen dem Jahresmittel des Potentialgefälles, berechnet aus dem Gefälle an Schönwettertagen und der mittleren Zahl der Sonnenflecken in dem betreffenden Jahr, tritt in den von Bauer wiedergegebenen Kurven[1]) schön zutage.

Ich habe für einige Stationen, die ihre Potentialgefällmessungen für jeden Tag veröffentlichen (Tortosa, Kew, Potsdam), untersucht, ob die Schwankung von einem Tag zum anderen mit dem Gang der Sonnentätigkeit übereinstimmt. Für die beiden erstgenannten Orte ergab sich eine recht befriedigende Übereinstimmung, und zwar am besten dann, wenn als Maß der Sonnentätigkeit nicht die Wolferschen Sonnenfleckenzahlen, sondern die, von dem Observatorium in Tortosa für jeden Tag angegebene Oberflächengröße der Fackeln genommen wurden. Mit zunehmender Größe der Fläche der Fackeln steigt auch das Potentialgefälle und umgekehrt. Weniger gut war die Übereinstimmung für Potsdam, wo das elektrische Feld offenbar stark durch lokale Faktoren (Nebel über den Havelseen, Rauch vom benachbarten Berlin und der Industrie von Spandau) beeinflußt wird. Ferner wurden zum Vergleich herangezogen die nur für kürzere Zeitabschnitte ausführlicher veröffentlichten Beobachtungen von Buenos Aires, Vassijaure (Norwegen) und dem Partetjakko in Schwedisch-Lappland. Auch an diesen Orten scheint der Gang des Potentialgefälles stark von lokalen Faktoren beeinflußt zu sein, in Buenos Aires durch den Rauch der Großstadt, an den beiden anderen nordischen Stationen durch die dort häufigen Nebel.

Indirekt kann ein kosmischer Einfluß auf das Potentialgefälle auch durch den Vergleich des Ganges an entfernten Stationen festgestellt werden. Ich habe zu diesem Zweck für einige Jahre den aus Monatsmitteln berechneten Gang des Potentialgefälles in Kew, Kremsmünster, München, Potsdam und Triest gezeichnet. Wenn auch manchmal einige Kurven Zacken aufweisen, die an anderen Stationen nicht vorhanden sind, so stimmt doch in demselben Jahr der Gang des Potentialgefälles an den verschiedenen Orten sehr gut überein. In diesem Zusammenhang muß auch auf den merkwürdigen Umstand aufmerksam gemacht werden, den Hann wohl zuerst betonte, und auf den jetzt auch Bauer wieder hinweist, daß in der Antarctis der jährliche Gang des Potentialgefälles nicht spiegelbildlich zu dem auf der nördlichen Halbkugel verläuft, sondern gleichsinnig. Es fällt auch

1) Vgl. A. Wigand, diese Zeitschr. **22**, 623, 1921.
2) Vgl. hierzu K. Hoffmann, Beiträge zur Physik d. freien Atm. **II**, 1, 1923.
3) Abhandlung d. K. Gesellschaft d. Wissenschaften Göttingen, Bd. IX, Nr. 3.

1) l. c. S. 64.

dort das Maximum wie bei uns auf Dezember und Januar[1]). Wir erhalten also folgendes Bild: In mittleren Breiten, europäische und nordamerikanische Stationen, wird das elektrische Feld noch stärker als durch die Sonnentätigkeit durch den Gang der Jahreszeiten beeinflußt, in niederen Breiten tritt dieser Einfluß zurück, in Rio de Janeiro ist die jährliche Schwankung des Potentialgefälles sehr gering, in Batavia, Melbourne, Samoa beträchtlich kleiner als an den europäischen Stationen. In hohen Breiten, Arctis und Antarctis verschwindet der Einfluß der Jahreszeiten auf den Jahresgang des Potentialgefälles fast vollständig.

Ein Nebenprodukt der zahlreichen von mir gezeichneten Kurven, besonders der von Tortosa, war die Bestätigung der schon von Bezold gemachten Beobachtung, daß Gewitter vorzugsweise auf Tage mit geringer Sonnentätigkeit fallen.

Wie auch schon oben bemerkt, hat Bauer nur geringe oder keine systematische Änderung der elektrischen Leitfähigkeit der Atmosphäre während einer Periode der Sonnentätigkeit gefunden. In länger andauernden Zeiten schönen Wetters konnte ich dagegen an einigen Orten feststellen, daß die Leitfähigkeit mit wachsender Sonnentätigkeit abnimmt. Das im allgemeinen trotzdem negative Resultat überrascht nicht, wenn man die von Schweidler[2]) gegebene Zusammenstellung betrachtet, aus der sich ergibt, daß im Laufe eines Monats der ionenerzeugende Faktor im Verhältnis von 2 : 3, der ionenvernichtende im Verhältnis von 1 : 12 schwankte. Ionengehalt und Leitfähigkeit der Atmosphäre hängen also in erster Linie von dem Grad der Luftreinheit und nur in bedeutend schwächerem Maße von der Stärke des ionenerzeugenden Faktors ab. Trotzdem glaubten Conrad in Wien und Zölß in Kremsmünster, auf Grund mehrjähriger Beobachtungen eine, mit der Dauer der Sonnenrotation und der magnetischen Deklinationsschwankung zusammenfallende 26tägige Periode der elektrischen Leitfähigkeit der Atmosphäre feststellen zu können. Auch H. Köhler[3]) schreibt auf Grund seiner Ionisationsmessungen auf dem 1800 m hohen Partetjakko (Lappland): „Die Ursachen der Schwankungen der Unipolarität sind zahlreich, und dieselben meteorologischeu Bedingungen rufen nicht immer eine Schwankung in derselben Richtung hervor. Kosmische Ursachen spielen in der Schwankung der Unipolarität aller Wahrscheinlichkeit nach eine große Rolle."

Eigentümlich und auf einen kosmischen Einfluß hinweisend scheint auch, daß in Davos und ebenso nach Hoffmann auch in Spitzbergen die elektrische Leitfähigkeit der Atmosphäre einen von der Jahreszeit ganz unabhängigen täglichen Gang hat mit einem Maximum 4^h morgens[1]), zu welcher Zeit doch infolge hoher relativer Feuchtigkeit eine starke Molisierung eintreten muß, und einem Minimum 10^h. An anderen Orten aber ist der tägliche und jährliche Gang der Leitfähigkeit sehr stark von meteorologischen Faktoren, besonders der Temperatur abhängig. Die naheliegendste Erklärung für diese Erscheinung scheint mir zu sein, daß die Sonnentätigkeit zunächst die Ionisation der Atmosphäre beeinflußt. Da der Leitungsstrom das Bestreben hat annähernd konstant zu bleiben, muß sich das Potentialgefälle im umgekehrten Sinne ändern. Daß die Gesetzmäßigkeit dieser Schwankung viel deutlicher erscheint als die der Ionisation beruht darauf, daß wir nur die durch meteorologische Vorgänge stark beeinflußte Leitfähigkeit der bodennahen Schichten zu messen pflegen, während für den Gang des Potentialgefälles die mittlere Leitfähigkeit auch der höheren Schichten mitbestimmend ist.

Eine vollständige Konstanz des vertikalen Leitungsstromes ist nicht vorhanden. Man wird wohl annehmen können, daß derselbe Vorgang, der die mittlere Leitfähigkeit der Atmosphäre erhöht, auch negative Elektrizität zur Erde schafft, wenn auch nicht in demselben Maße, es muß dann auch der im umgekehrten Sinne fließende elektrische Leitungsstrom zunehmen, es wird also die Änderung des elektrischen Leitungsstromes in demselben Sinne verlaufen wie die Leitfähigkeit, was nach Dorno in der klaren Luft von Davos und nach v. Schweidler in dem freigelegenen Seeham (Salzburg) wenigstens vorzugsweise der Fall ist. Bleibt aber die Änderung der Leitfähigkeit in Bodennähe hinter der der mittleren Leitfähigkeit zurück, während sich das Potentialgefälle dieser entsprechend einstellt, so folgt der Strom dem Potentialgefälle, wie es in der Regel beobachtet wird. Immerhin lassen die von Dobson[2]) auf Tafel 36 seiner Abhandlung wiedergegebenen Kurven einen deutlichen Einfluß der Leitfähigkeit nicht nur in Davos, sondern auch in München und Potsdam erkennen. Leider ist das für die Untersuchungen des Verhaltens des Stromes

1) Siehe auch Hoffmann, Beitr. z. Physik der Atmosphäre **11**, 19, 1923.

2) E. v. Schweidler, Wien. Ber. **127**, IIa, 963, 1918.

3) Naturwissenschaftliche Untersuchungen des Sarekgebirges, Bd. II, Abt. 1. Stockholm 1923.

1) Vgl. W. Hammer, diese Zeitschr. **21**, 218, 1920, und die mir erst nachträglich bekannt gewordene Arbeit von W. Schlenk, Wien. Ber. **131**, IIa, 437, 1922.

2) Gordon Dobson, Geophysical Memoirs Nr. 7, London 1914.

zur Verfügung stehende Material sehr dürftig. In Tortosa und Kew wird der Strom nur einmal täglich gemessen, an beiden Orten aber nicht zu derselben Zeit und außerdem nach Methoden, die nicht dasselbe Resultat ergeben können (in Tortosa Potentialgefälle und Leitfähigkeit, also reiner Leitungsstrom, in Kew nach der Wilsonschen Methode, also Summe von Leitungs- und Konvektionsstrom). In Kew werden offenbar infolge ungünstiger Witterungsverhältnisse die Messungen jeweils nur an wenigen Tagen des Monats vorgenommen. Von Potsdam stehen für ein Jahr die Registrierungen von Potentialgefälle und Leitfähigkeit zur Verfügung. Leider ist auch hier wegen ungünstiger klimatischer Verhältnisse die Zahl der für die obigen Untersuchungen brauchbaren Tage gering. Dasselbe gilt von den von mir selbst hier in Freiburg und den jeweils gleichzeitig von Herrn Huber in Altdorf vorgenommenen Strommessungen. Von anderen Orten (siehe die Zusammenstellungen Schweidlers im Handbuch der Elektrizität von Grätz, Bd. 3) sind die Beobachtungen entweder nicht in extenso veröffentlicht oder sie erstrecken sich nur über kurze Zeitabschnitte. Dabei bleibt noch zu berücksichtigen, daß der Leitungsstrom, wie dieses K. Wegener sehr anschaulich darstellt[1]), nicht als das Maß für die wirkliche aus der Atmosphäre zur Erde geschaffte Elektrizitätsmenge betrachtet werden kann. Es ist daher nicht erstaunlich, daß der Erde-Luftstrom einen weniger guten Zusammenhang mit der Sonnenfackelfläche zeigt als das Potentialgefälle. Gut ausgesprochen ist der Zusammenhang nur an den Orten, an denen die Leitfähigkeit geringen Schwankungen unterworfen ist, der berechnete Leitungsstrom also vorwiegend dem Potentialgefälle folgt.

Einer von der hier vertretenen abweichenden Auffassung neigt v. Schweidler[2]) zu, indem er annimmt, daß der Strom, der negative Elektrizität zur Erde bringt, eine im ganzen konstante Potentialdifferenz zwischen der Erde und den hohen gut leitenden Luftschichten zu schaffen bestrebt ist. Der Vertikalstrom wäre dann durch diese Potentialdifferenz und die mittlere Leitfähigkeit der Luftsäule über dem Beobachtungsorte bestimmt, er müßte dann im Mittel, wie es sich auch aus meiner Auffassung ergibt, sich in demselben Sinne wie die Leitfähigkeit der unteren Schichten ändern.

1) Ergebnisse der Arbeiten des Samoa-Observ., Abh. K. Ges. d. Wissensch. Göttingen, Bd. 9, Nr. 3, 1912.
2) E. v. Schweidler, Jahrbuch der Rad. u. Elektr. 18, 10, 1921.

Zur Aufklärung scheinen mir vermehrte Messungen des elektrischen Vertikalstromes sowohl nach der bisher vorzugsweise angewandten Methode der Registrierung von Potentialgefälle und Leitfähigkeit, als auch nach der Wilson- oder Simpsonschen Methode dringend notwendig. Bei gleichzeitigen Messungen nach beiden Methoden an demselben Ort würde man auch den noch vollständig fehlenden Aufschluß über die Bedeutung des luftelektrischen Konvektionsstromes erhalten.

Die Bongardsschen Ausführungen verlangten schließlich eine Prüfung, ob der Gehalt der Atmosphäre an Radiuminduktion und Emanation einen Zusammenhang mit der Sonnentätigkeit aufweist. Da P. Oluić[1]) in Freiburg (Schweiz) und R. Zlatarović[2]) in Innsbruck starke Schwankungen des Emanationsgehaltes im Laufe eines Tages gefunden haben und von jedem Tag nur eine oder wenige, obendrein ganz unregelmäßig über den Tag verteilte Messungen vorliegen, so war von vornherein zu erwarten, daß eine solche Abhängigkeit, wie es auch tatsächlich der Fall ist, nicht aufzufinden sei.

Die in Vassijaure[3]) nach der Drahtmethode ausgeführten Messungen der Radiuminduktionen deuten eher auf einen solchen Zusammenhang hin, doch ist der Zeitraum von 6 Wochen, über den sich die Messungen erstrecken, zu kurz, als daß sich ein bestimmter Schluß ziehen ließe. Ebensowenig konnte ich einen Zusammenhang zwischen der von v. Schweidler bestimmten Stärke des ionenerzeugenden Faktors in Innsbruck und der Sonnentätigkeit feststellen. Immerhin scheint es mir zur Aufklärung der immer noch rätselhaften Vorgänge, welche den Vertikalstrom erzeugen, von Wichtigkeit, im Anschluß an Messungen dieses Stromes auch solche der Stärke des ionisierenden Faktors, am besten wohl nach der von v. Schweidler angewandten Methode zu machen. Wenn solche Messungen in Höhenobservatorien vorgenommen werden, könnten sie auch die Frage entscheiden, inwieweit die überall beobachtete Zunahme der Ionisation mit der Höhe auf wachsende Intensität des oder besser der ionisierenden Faktoren und inwieweit sie auf die größere Reinheit der Atmosphäre zurückzuführen ist.

1) P. I. Oluić, Jahrbuch d. Rad. u. Elektr. 15, 58, 1918.
2) Rely Zlatorovic, Wien. Ber. 129, IIa, 59, 1920.
3) E. H. Norinder, K. Svenska Vetenskapsakademiens Handlingar, Bd. 55, Nr. 6.

Freiburg (Schweiz), Oktober 1923.

(Eingegangen 16. Oktober 1923.)

VORTRÄGE UND DISKUSSIONEN DES DEUTSCHEN PHYSIKERTAGES IN BONN VOM 16.—22. SEPTEMBER 1923.

W. Kaufmann (Königsberg i. Pr.), Magnetische Hysteresis bei hoher Frequenz. (Nach Versuchen von E. Pokar.)

Die Frage nach einer etwaigen Gestaltsveränderung der Hysteresiskurve — im Sinne eines zeitlichen Zurückbleibens der Magnetisierung hinter der magnetischen Kraft — ist zwar schon vielfach experimentell geprüft worden, doch stimmen die Resultate der verschiedenen

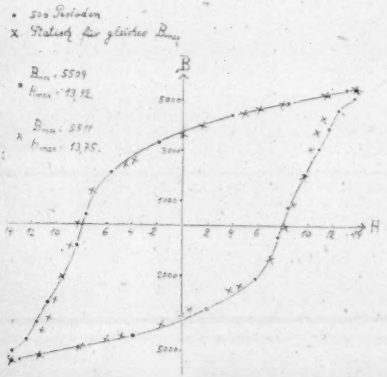


Fig. 1.

Beobachter[1]) so wenig überein, daß eine Nachprüfung namentlich mit Rücksicht auf das heute stark gestiegene Interesse der Hochfrequenztechnik an der Frage dringend erforderlich scheint.

Von einer brauchbaren Methode muß jedenfalls verlangt werden, daß sie die ganze Hysteresisschleife Punkt für Punkt wiedergibt, daß Wirbelströme möglichst vollkommen vermieden werden, daß die statische Kurve bei gleicher Temperatur untersucht werde, wie die das Eisen sehr stark erwärmende Hochfrequenzmagnetisierung, daß die Messung möglichst direkt die magnetische Induktion B selbst, nicht aber ihre zeitliche Ableitung $\partial B/\partial t$ liefere. Wohl kaum eine der bisherigen Beobachtungen genügt diesen Bedingungen.

Über die Versuchsanordnung, mittels derer es hier gelungen ist, den genannten Bedingungen gerecht zu werden, wird in der demnächst in dieser Zeitschrift erscheinenden Dissertation des Herrn P. berichtet werden. Hier seien nur in Gestalt der nebenstehenden beiden Kurven die vorläufigen Resultate für eine Frequenz von 500 Perioden in der Sekunde mitgeteilt. Versuchsmaterial war Eisendraht von 0,15 mm Durchmesser. Der Wirbelstromeinfluß läßt sich als weniger als 2 Proz. betragend abschätzen. Die Be-

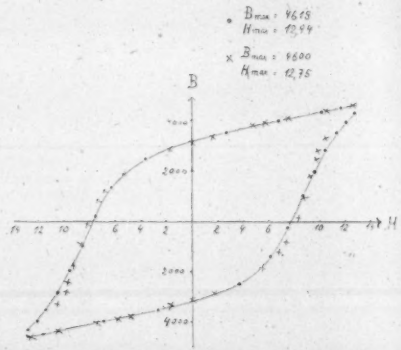


Fig. 2.

einflussung der Magnetisierungskurve durch Nachbleiben ist demnach bei der genannten Frequenz noch als äußerst geringfügig und für technische Zwecke durchaus vernachlässigbar zu bezeichnen.

Königsberg, September 1923.

1) Siehe Winkelmanns Hdb. d. Physik., 2. Aufl., Bd. V, S. 220ff.; Graetz, Hdb. d. Elektr. u. d. Magn., IV, 2, S. 320.

J. Eggert (Berlin), Über die photochemische Sensibilisation der Maleinesterumlagerung durch Brom. (Nach gemeinsamen Versuchen mit W. Borinski-Berlin.)

Wie Wislicenus 1895[1]) entdeckte, scheidet wäßrige Maleinsäurelösung im Sonnenlicht bei Gegenwart von Brom die weniger lösliche Fumarsäure ab. Das Brom, welches sich dabei zum Teil an Fumarsäure unter Bildung von Dibrombernsteinsäure anlagert, spielt bei dem Umlagerungsvorgang:

1) Ber. d. sächs. Akad. d. Wiss. **47**, 491, 1895.

$$\begin{matrix} H\cdot C\cdot COOH \\ \| \\ H\cdot C\cdot COOH \end{matrix} \rightleftharpoons \begin{matrix} HOOC\cdot C\cdot H \\ \| \\ H\cdot C\cdot COOH \end{matrix} + 7000 \text{ cal}$$

offenbar die Rolle eines Sensibilisators, da es in Mengen zugegen ist, die in keinem stöchiometrischen Verhältnis zu den reagierenden Säuremengen steht, und da es unter Umständen bei dem Prozeß nahezu unverändert bleiben kann, während die Maleinsäureumlagerung fast quantitativ erfolgt. Wir unternahmen es, diesen Vorgang näher zu studieren, weil der Schätzung nach eine ungewöhnlich große Ausbeute der Lichtenergie an chemischem Umsatz vorzuliegen schien, und weil diese Reaktion ein Gegenstück zu der von E. Warburg[1]) untersuchten photochemischen Umwandlung der Säuren ineinander bei Abwesenheit von Brom im ultravioletten Licht darstellt, die etwa in der Größenordnung erfolgt, die das photochemische Äquivalentgesetz fordert.

Um das System für die Untersuchung geeigneter zu machen, studierten wir den Effekt nicht in der von Wislicenus angegebenen Form, sondern verwendeten an Stelle der freien Säuren ihre Äthylester, die sich in jedem Verhältnis mit Tetrachlorkohlenstoff mischen. Die Größe des mit den Wellenlängen 557, 436 und 365 $m\mu$ bekannter Energie beobachteten Umsatzes bestimmten wir auf $\pm 1/2$ Proz. genau mit Hilfe einer thermoanalytischen Methode, indem wir den Schmelzpunkt des sich beim Versuch bildenden Estergemisches nach Entfernung des Broms und des Tetrachlorkohlenstoffes mit Thermoelement und Spiegelgalvanometer ermittelten.

Zu den endgültigen Versuchen wurde eine Menge Maleinester mit einer abgemessenen Menge Tetrachlorkohlenstoff verdünnt, eine bekannte Menge titrierter Brom-Tetrachlorkohlenstofflösung zugefügt, definiert belichtet, analysiert und aus den gewonnenen Zahlen die photochemische Ausbeute φ der absorbierten Energie bestimmt. An dem an anderer Stelle ausführlich wiedergegebenen Zahlenmaterial ergaben sich folgende Eigenschaften der Reaktion:

1. Die Zahl umgesetzter Moleküle dividiert durch die Zahl absorbierter Quanten (die photochemische Ausbeute φ) ist unter Anwendung von blauem Licht (436 $m\mu$) bei 18° im Mittel gleich 565; das Äquivalentgesetz wird also um mehr als zwei Zehnerpotenzen überschritten.

2. Der Umsatz ist der Anzahl absorbierter Quanten, d. h. dem Produkt Lichtintensität mal Zeit proportional.

3. Der Umsatz ist von der Bromkonzentration in den Grenzen 1 : 9 unabhängig.

4. Der Umsatz ist von der Tetrachlorkohlenstoffkonzentration in den Grenzen 1 : 5 unabhängig.

5. Der Umsatz ist der Quantgröße bei einund derselben Temperatur proportional; so ist bei 18° für $\lambda = 557\ m\mu$ $\varphi = 429$, für $\lambda = 365\ m\mu$ $\varphi = 684{,}5$ oder mit anderen Worten: die Anzahl umgesetzter Moleküle ist proportional der absorbierten Gesamtenergie, gleichgültig in welcher Farbe die Strahlung eingesandt wird (in den angebenenen Grenzen von λ).

6. Die Größe des Umsatzes pro eingestrahlte Colorie wächst exponentiell mit der Temperatur (bei 10° Temperaturerhöhung das Doppelte).

Die Deutung dieser Erscheinungen kann bisher nicht ohne Widerspruch gegeben werden. Sicher scheint zu sein, daß weder der Tetrachlorkohlenstoff, noch der Fumarester, noch das inaktive Brom an der Reaktion teilnimmt; denn der Vorgang ist von der Konzentration aller 3 Molekülgattungen unabhängig. Der Prozeß stellt sich danach in der Weise dar, daß das Brom zunächst primär Licht absorbiert und dann nach der Aktivierung die Maleinestermoleküle zur Umlagerung bringt. Da die Isomerenumwandlung in der untersuchten Richtung exotherm, also von der instabilen in die stabile Form erfolgt, ist nicht verwunderlich, daß eine lange Kette von Elementarvorgängen auftritt. Die vom Brom im Einzelprozeß hergegebene Energie hat mithin den Charakter einer Auslösungsarbeit, die so oft verteilt werden kann, als der Energievorrat reicht: bei der Absorption eines großen Quants (Ultraviolett) beobachtet man zahlenmäßig mehr Umwandlungen als bei der Aufnahme eines kleinen Quants (Grün). Die Temperaturabhängigkeit des Vorganges ist so zu deuten, daß das Brom nicht jedes ihm begegnende Maleinestermolekül umlagert, sondern nur solche, die mehr als eine bestimmte kritische Energie besitzen. Wie aus den Arbeiten von Krüger[1]) und von Goldschmidt[2]) hervorgeht, wächst die Konzentration solcher Individua in der Tat exponentiell mit der Temperatur.

Diese Vorstellungen über den Ablauf der Reaktion enthalten ein schweres Bedenken, das uns auch Prof. Franck-Göttingen in der Diskussion entgegenhielt. Nach dem bisher bekannt gewordenen Verhalten aktivierter Systeme im Gaszustande sind Atome und Moleküle, die sich im angeregten (Bohrschen) Zustand befinden, nicht imstande, den Zusammenstoß mit anderen Teilchen zu überdauern. Die vorliegende Erklärung schließt im Gegensatz hierzu ein, daß

1) Ber. d. preuß. Akad. d. Wiss. **121**, 960, 1912.

1) Diese Zeitschr. **10**, 206, 1909.
2) Gött. Nachr. vom 19. Dez. 1908.

viele tausend Begegnungen stattfinden können, bis ein wirksamer Stoß an Maleinsäure erfolgt, mithin noch einige Größenanordnungen mehr an Zusammenstößen stattfinden müssen, bis die anfänglich aufgenommene Energie in Gestalt von Auslösungsarbeit an das instabile Isomere verteilt ist. Abgesehen ferner davon, daß sich die Lebensdauer des Bohrschen Zustandes dadurch zu bedenklich großen Werten ergibt, wird man schließlich zu der Annahme gedrängt, daß die Teilbeträge der abgegebenen Auslösungsenergie eine wenig wahrscheinliche Quantgröße besitzen.

Ähnliche Deutungen, wie die oben geschilderte, sind andererseits für sehr verwandte Erscheinungen — bei anderen Systemen[1]) in Gegenwart von Halogenen gegeben worden; auch für diese Erklärungen gelten die ausgesprochenen Bedenken.

Die einzige Basis, die sich bisher aus einer gemeinschaftlichen Besprechung (Nernst, Franck, Noddack, Hertel, Eggert) über die noch nicht gelösten Fragen ergab, ist diese: das Halogen muß befähigt sein, die primär im Sinne der Bohrschen Theorie quantenhaft aufgenommene Energie so zu stabilisieren, daß das Molekül eine große Anzahl von Zusammenstößen über lange Zeiträume überdauern kann. Wie ein solcher Mechanismus zu denken ist, bleibt bisher unklar; ein Zerfall des aktivierten Moleküls in seine Atome dürfte wohl aus chemischen Gründen ausscheiden.

Diskussion.

Herr Hertel: In noch zu veröffentlichenden Arbeiten habe ich zeigen können, daß Photochlorierungen in Tetrachlorkohlenstoff als Lösungsmittel bei Verwendung organischer Substanzen als Akzeptoren von der Konzentration des Lösungsmittels in weitem Maße unabhängig sind, was mit den Beobachtungen des Herrn Eggert völlig übereinstimmt.

Herr Polanyi: Die Annahme, daß die einzelne Umsetzung durch Aufnahme eines kleinen Bruchteils der Anregungsenergie zustande kommt, scheint mir unmöglich, weil die kleinen Beträge (von 50—100 cal/Mol), die hiernach die Umsetzung herbeiführen sollten, auch schon durch die normale thermische Bewegung zugeführt werden müßten, so daß die Reaktion auch im Dunkeln schnell ablaufen müßte, was tatsächlich nicht der Fall ist.

[1]) Noddack, Zeitschr. f. Elektroch. **27**, 359, 1921; Grüß, Zeitschr. f. Elektroch. **29**, 144, 1923; Hertel (noch nicht veröffentlichte Studien über Photochlorierungen).

E. Grüneisen[1]) **und E. Goens (Charlottenburg). Messungen an Kristallen aus Zink und Kadmium.** (Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

Unsere Kenntnisse über die Eigenschaften von Metallkristallen sind noch ziemlich gering. Für die Theorie des Aufbaus der festen Körper ist es aber von großer Bedeutung, nicht auf die an polykristallinem Material gewonnenen Ergebnisse zurückgreifen zu müssen, sondern Zahlen zu besitzen, die an Einkristallen gemessen sind und als Naturkonstanten betrachtet werden können. Das gilt vor allem von Metallen, die nicht regulär kristallisieren. Um hier einen Beitrag zu liefern, haben wir zwei hexagonal kristallisierende Metalle, *Zn* und *Cd*, in Untersuchung genommen, die sich dadurch aufdrängten, daß über ihre elastischen und thermischen Eigenschaften in der Literatur sehr widersprechende Messungen vorlagen. Diese sind durch die vorliegende Untersuchung wohl völlig aufgeklärt.

Herstellung der Kristalle. Die Kristalle haben wir aus reinstem Material, das teilweise von Herrn Mylius freundlichst zur Verfügung gestellt, teilweise von Kahlbaum bezogen wurde, nach dem Czochralskischen Verfahren hergestellt. In der Technik des Ziehens aus der Schmelze wurden wir aufs freundlichste beraten von den Herrn Polanyi und Mark[2]). Für uns kam es darauf an, ziemlich starke Drähte oder Stäbchen von gleichmäßigem Querschnitt und von der gerade gewünschten Orientierung zur hexagonalen Achse zu erhalten. Dies glückte, wenn man einen richtig orientierten Keim in die blanke Oberfläche der Schmelze eintauchte und langsam herauszog. Die Zuggeschwindigkeit mußte unter einer gewissen Grenze liegen, die für Drähte $\parallel$ zur hex. Achse niedriger lag, als für Drähte $\perp$ zur Achse. Um z. B. mit einiger Wahrscheinlichkeit parallel zur hexagonalen Achse orientierte *Cd*-Stäbe zu erhalten, sind wir bis auf eine Ziehgeschwindigkeit von 1 mm/min heruntergegangen. Trotzdem waren Fehlschläge nicht zu vermeiden.

Die Kristalldrähte hatten meist eine Länge von etwa 20 cm und einen annähernd kreisförmigen Querschnitt von 2—3,5 mm Durchmesser. Die Form des Querschnitts und seine Gleichmäßigkeit längs des Drahts ließ häufig zu wünschen übrig, besonders bei *Cd*, so daß nur eine Auswahl der gezogenen Kristalle für die Messungen verwendbar war.

[1]) Vorgetragen auf der Physikertagung in Bonn am 19. 9. 23.

[2]) Vgl. H. Mark, M. Polanyi u. E. Schmid, Zeitschr. f. Phys. **12**, 58, 1922, woselbst weitere Lit.

Orientierung der Kristalle. Beim *Zn* sind, wie aus den zit. Untersuchungen bekannt ist, die Drähte, welche nahe $\perp$ zur hexag. Achse orientiert sind, spröde. Die leicht zu erhaltenden natürlichen Bruch- oder Reißflächen sind Seitenflächen der hexag. Prismen. $\parallel$ mehr die hexag. Achse in die Richtung der Drahtachse übergeht, um so weicher gegen Biegung und Dehnung wird der Draht. Man kann ihn dann nur in flüssiger Luft brechen oder reißen. Die Bruchflächen sind dann Basisflächen der hexag. Säulen und bieten ein bequemes Mittel, den Winkel φ der hexag. Achse mit der Drahtachse zu bestimmen. Wird dieser Winkel sehr klein, so bricht der Draht trotz einer gewissen Weichheit bei gewöhnlicher Temperatur wieder leicht längs der Basisflächen auseinander.

Anders beim *Cd*. Zwar sind auch hier die senkrecht zur hexag. Achse orientierten Drähte spröde, die schräg und parallel orientierten äußerst weich, so daß sie sich zwischen den Fingern zu Bändern ausziehen lassen, aber Bruch- oder Reißflächen waren auch nach Abkühlung in flüssiger Luft nicht zu erzielen. Da aber schon kleine Biegungen oder Pressungen des Drahtes die Gleitspuren der Basisflächen auf dem Drahtumfang hervortreten lassen, ist dadurch eine Möglichkeit der Orientierungsmessung gegeben.

An einer großen Zahl solcher durch ihre Weichheit oft recht unbequem zu behandelnder Kristalldrähte haben wir bisher gemessen: die thermische Ausdehnung und das elektrische Leitvermögen zwischen -100^0 und -190^0, sowie die elastischen Konstanten bei Zimmertemperatur.

Thermische Ausdehnung. Die Messungsergebnisse lassen sich am einfachsten graphisch demonstrieren.

Fig. 1 zeigt den höchst auffallenden Charakter der thermischen Ausdehnung. Die Hauptdilatationen des *Zn*, $\alpha_\parallel$ und $\alpha_\perp$, stehen bei $+60^0$ im Verhältnis 4,6, bei -160^0 im Verhältnis 13. Diese Veränderung kommt dadurch zustande, daß der verhältnismäßig kleine Ausdehnungskoeffizient $\alpha_\perp$ mit sinkender Temperatur sehr rasch abfällt, viel rascher z. B. als die Atomwärme, während $\alpha_\parallel$ seinen auffallend hohen Wert von $64 \cdot 10^{-6}$ zwischen $+100^0$ und -180^0 C fast unverändert beibehält. Beim *Cd* liegen die Dinge ähnlich, nur daß $\alpha_\parallel$ mit sinkender Temperatur sogar beträchtlich ansteigt. In der Gegend von 100^0 abs. muß ein Maximum liegen, von dem aus ein sehr rascher Abfall zu Null hin zu erwarten ist.

Beziehung zur spez. Wärme. Bekanntlich besteht für reguläre Metalle eine weitgehende Proportionalität zwischen α und C_v, die sich theoretisch auch leicht ableiten läßt. Bei den hexagonalen Metallen *Zn* und *Cd* ist auf den ersten Blick zwischen α und C_v keine Verwandtschaft festzustellen, denn α fällt viel langsamer, $\alpha_\perp$ viel schneller ab, als C_v. Vollends ist das Maximum von $\alpha_\parallel$ beim *Cd* eine den Atomwärmekurven völlig fremde Erscheinung. Bildet man nun aber den Volumenausdehnungskoeffizienten

$$\frac{1}{v}\frac{\partial v}{\partial T} = \alpha_\parallel + 2\alpha_\perp,$$

so erhält man für beide Metalle, *Zn* und *Cd*, Temperaturfunktionen, die mit denen der Atomwärmen C_v[1]) gut zusammenfallen, soweit unsere Messungen reichen.

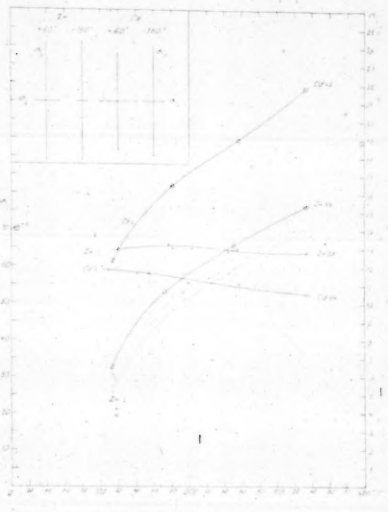


Fig. 1.

Diese Proportionalität zwischen Energieinhalt und Volumvergrößerung würde sich auch für nicht reguläre Kristalle theoretisch als Näherungsregel verstehen lassen, wenn alle in Frage kommenden Atomfrequenzen bei einer allseitig gleichmäßigen Druckerhöhung ein und dieselbe relative Änderung erführen. Wenn dies nicht der Fall ist, wie im allgemeinen bei mehratomigen Kristallen, braucht jene Proportionalität nicht zu bestehen. Ein Beispiel hierfür bildet der Quarz, von dem Ch. L.

1) Nach Pollitzer, Zeitschr. f. Elektrochem. 17, S. 1911; E. H. u. Ezer Griffiths, Proc. Roy. Soc. London (A) 90, 557, 1914.

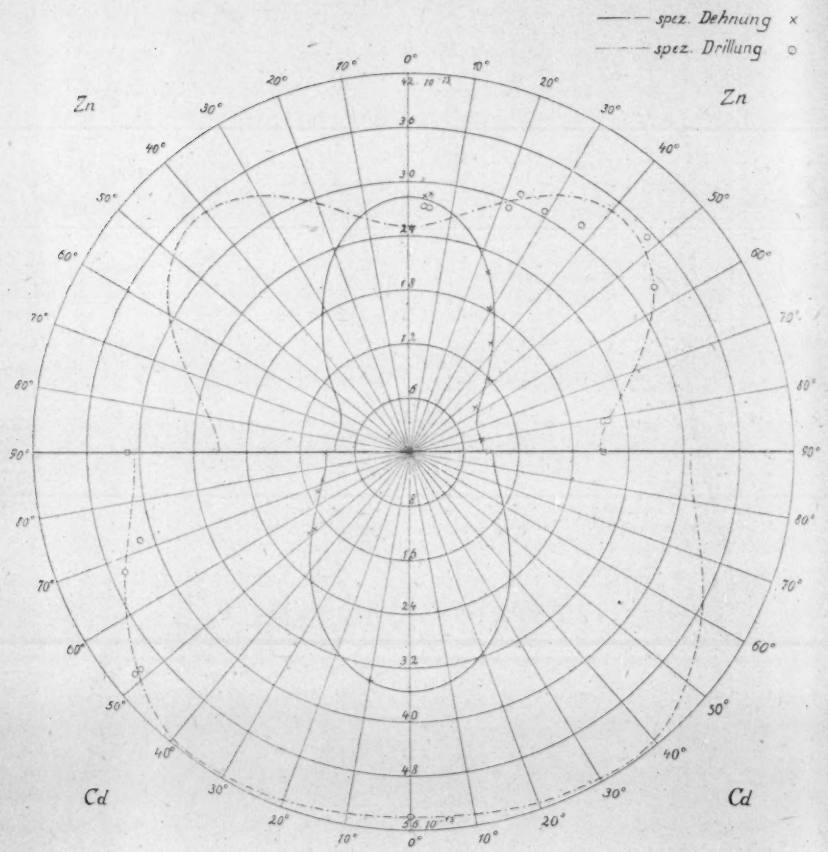


Fig. 2.

Lindemann zeigte, daß beide Ausdehnungskoeffizienten, α und $\alpha_\perp$, langsamer absinken, als die Atomwärme. Anscheinend gehören auch *Bi* und *Sb* hierher, deren Kristalle allerdings daraufhin noch nicht untersucht sind.

Elastische Konstanten. Dem großen Unterschied der thermischen Dehnungen $\parallel$ und $\perp$ zur Achse entspricht ein ähnlicher Unterschied der elastischen Dehnungen, wie aus Fig. 2 zu ersehen ist. Die hier gezeichneten Kurven stellen die Schnittlinien der Zeichnungsebene mit den Dehnungs- und Drillungsflächen dar, die durch Rotation der Kurven um die hexagonale Achse ($\varphi = o$) entstehen. Sie haben folgende Bedeutung. Ein unter dem Winkel φ zur Kurve gezogener Fahrstrahl mißt die spezifische Dehnung oder Drillung[1]) für einen kreiszylindrischen Stab, dessen Achse mit der hexagonalen Achse den Winkel φ einschließt. Die obere Hälfte der Figur bezieht sich auf *Zn*, die untere auf *Cd*. Die spez. Dehnung

1) Unter spez. Dehnung verstehen wir die durch den Zug 1 dyn/cm² entstehende relative Dilatation, unter spez. Drillung den Winkel, um den ein kreiszylindrischer Stab von der Länge 1 cm und dem Radius $\sqrt[4]{2/\pi} = 0{,}893$ cm durch das Drehmoment 1 dyn · cm gedrillt wird.

wurde aus den Transversalschwingungszahlen der Stäbchen, die spez. Drillung aus statischen Torsionsmessungen ermittelt. Die aus den einzelnen Stäbchen gewonnenen Beobachtungspunkte, denen die Kurven mittels der im hexagonalen System verfügbaren 5 Konstanten nach den bekannten Formeln[1]) angepaßt sind, haben wir für die Dehnungen und Drillungen nur in je einem Quadranten eingetragen. Während die Kurven die Beobachtungen im ganzen gut wiedergeben, sind für einige Stäbchen größere Fehler entstanden, was mit ihrer ungünstigen Querschnittsform und leichten Deformierbarkeit zusammenhängen mag.

Während sich das Verhältnis der elast. Dehnungen ∥ und ⊥ zur hex. Achse dem der thermischen annähert, weist die Drillung in beiden Richtungen verhältnismäßig geringe Unterschiede auf. Interessant ist, daß sich beim *Zn* Dehnungs- und Drillungskurve schneiden. Ein in der Richtung des Schnittpunktes orientierter Stab besitzt also einen Drillungsmodul, der dem Dehnungsmodul numerisch gleich ist.

Kompressibilität. Eine empfindliche Probe auf die Güte der Messungen ist der Vergleich der daraus abgeleiteten Volumkompressibilität mit der direkt gemessenen. In Tabelle I sind

Tabelle I.

Elastische Konstanten von Kristallen.

	Zink	Cadmium	
$s_{11} \cdot 10^{13}$	+ 8,0	+ 12,3	
s_{33}	+ 28,2	+ 35,5	
s_{44}	+ 25,0	+ 54,0	
s_{12}	— 0,5	— 1,5	
s_{13}	— 6,05	— 9,3	
$\varkappa$ ber. $\cdot 10^{13}$	+ 19,9	+ 19,9	*) Richards; Adams, Williamson u. Johnston.
$\varkappa$ beob. *)	+ 17,4	+ 22	
$\varkappa_{\parallel}$	+ 16,1	+ 16,9	
$\varkappa_{\perp}$	+ 1,43	+ 1,5	

die nach W. Voigt bezeichneten 5 Moduln s_{11}, s_{33}, s_{44}, s_{12} und s_{13} eingetragen, welche das elastische Verhalten des Kristalls völlig bestimmen. Darunter sind die aus der Formel

$$\varkappa = 2\,(s_{11} + s_{12} + 2s_{13}) + s_{33}$$

berechneten Volumkompressibilitäten mit den direkt beobachteten Werten[2]) verglichen. Die Übereinstimmung erscheint befriedigend, wenn man bedenkt, daß kleine Veränderungen der Moduln s große Änderungen in $\varkappa$ bewirken können. Ferner geben wir in Tabelle I noch die linearen Kompressibilitäten parallel und senkrecht zur hexagonalen Achse bei allseitig gleicher Druckänderung. Bezeichnen wir sie mit $\varkappa_{\parallel}$ und $\varkappa_{\perp}$, so berechnet sich

$$\varkappa_{\parallel} = s_{33} + 2s_{13};\ \varkappa_{\perp} = s_{11} + s_{12} + s_{13}.$$

Lineare Kompressibilitäten von *Zn*- und *Cd*-Kristallen sind neuerdings auch von Bridgman[1]) gemessen, anscheinend aber nicht in den Hauptachsenrichtungen, denn seine Zahlen liegen zwischen den von uns berechneten Werten.

Verhältnis von Querdehnung zur Längsdehnung. Aus den angegebenen Moduln läßt sich auch leicht ablesen, welche Querschnittsänderungen ein ∥ oder ⊥ zur hexagonalen Achse orientierter Stab bei einfacher Längsdehnung erfährt (Tab. II). Die ∥ orientierten Stäbe zeigen eine normale Querkontraktion, die etwa $^1/_4$ der Längsdehnung beträgt. Dehnt man einen ⊥ orientierten Stab, so nimmt der Durchmesser, der in der hexagonalen Achse liegt, sehr stark ab, der darauf senkrechte viel weniger[2]).

Tabelle II.

Verhältnis von Querdilatation zu Längsdilatation.

Zn ∥ weich	— 0,23
⊥ spröde	— 0,00 und — 0,76
Cd ∥ weich	— 0,26
⊥ spröde	— 0,12 und — 0,75

Eine molekulartheoretische Verwertung der elastischen Konstanten konnte bisher noch nicht erfolgen. Es liegt natürlich nahe, den so verschiedenen Abfall des Ausdehnungskoeffizienten ∥ und ⊥ zur Achse mit der großen bzw. schwachen elastischen Dehnbarkeit in diesen Richtungen und den entsprechend verschiedenen Schallgeschwindigkeiten in Verbindung zu bringen. Doch werden wir gleich sehen, wenn wir zur Elektrizitätsleitung übergehen, daß man mit quantitativen Vermutungen vorsichtig sein muß.

Elektrisches Leitvermögen. Uns schien für den Ausbau von Theorien die Frage von grundlegender Bedeutung zu sein, wie das L.-V. beim nicht regulären Kristall vom Gitterbau abhängt. Denn da bekanntlich beim regulären Kristall die Atomschwingungsfrequenzen einen

1) W. Voigt, Lehrbuch der Kristallphysik, B. G. Teubner 1910, S. 746 ff. Formel (446) u. (448).

2) T. W. Richards, Journ. Amer. Chem. Soc. **37**, 1643, 1915; L. H. Adams, E. D. Williamson u. John Johnston ebd. **41**, 1. 1919.

1) P. W. Bridgman, Proc. Amer. Acad. **58**, 163. 1923.

2) Daß beim Zink sogar eine Zunahme erfolge, glaubten wir zunächst schließen zu müssen, doch sind unsere Messungen zur Entscheidung des Vorzeichens von s_{12} nicht sicher genug.

wichtigen Einfluß auf den el. Widerstand haben, so hatten wir in der Annahme, daß beim *Zn* und *Cd* die Atome ∥ und ⊥ zur Achse in recht verschiedenem Tempo schwingen, erwartet, daß wenigstens der Abfall des spez. Widerstandes σ in tiefer Temperatur in beiden Richtungen sehr verschieden ausfallen würde, etwa so, daß jedesmal $\frac{\sigma}{T}$ proportional dem Ausdehnungskoeffizienten absinken würde. Das Experiment hat diese Erwartung nicht bestätigt. Die Unterschiede sind zwar vorhanden (Tabelle III), aber keineswegs so groß, wie wir vermuteten.

Tabelle III.

Spez. Widerstände von Kristallen in $10^6\,\Omega$ cm.

	Zink			Cadmium		
T	$\sigma_\parallel$	$\sigma_\perp$	$\sigma_\parallel/\sigma_\perp$	$\sigma_\parallel$	$\sigma_\perp$	$\sigma_\parallel/\sigma_\perp$
373,2	8,30	7,67	1,083	11,07	9,34	1,185
273,2	5,84	5,41	1,080	7,79	6,55	1,188
84	1,40	1,19	1,172	2,08	1,70	1,223
(20)			(1,6)			(1,5)

Sie liegen in dem Sinne, daß in der Richtung ⊥ zur hexagonalen Achse der spez. Widerstand kleiner ist und rascher mit abnehmender Temperatur sinkt, als in der Richtung ∥ zur Achse. Das Verhältnis $\sigma_\parallel : \sigma_\perp$, welches in hoher Temperatur sich nur wenig ändert, wächst also mit sinkender Temperatur. Unter der Annahme, daß σ/T wie bei regulären Metallen nach einer Debye-Funktion abfiele, würde man schätzen, daß bei der Temperatur des flüssigen Wasserstoffs, die wir noch nicht realisieren konnten, $\sigma_\parallel : \sigma_\perp$ beim *Zn* etwa 1,6, beim *Cd* etwa 1,5 wird. Dem entsprechen beim *Zn* Unterschiede im $\Theta = \frac{h\nu_{max}}{k}$ von nur 15 Proz., beim *Cd* von nur 12 Proz. in beiden Richtungen. Das ist wenig im Vergleich zum Unterschied der elastischen Konstanten.

Wir hoffen, unsere Untersuchungen bald nach tieferen Temperaturen hin ausdehnen und dadurch deutlichere Anhaltspunkte für die Theorie erhalten zu können.

Otto Laporte (München), Über die Anordnung der Vanadiumlinien in Multiplets.

Die komplizierteren Spektren z. B. des Chroms und Mangans unterscheiden sich von den bisher entwirrten der Alkalien und Erdalkalien namentlich dadurch, daß Termsysteme höherer Vielfachheit auftreten; statt Dublettsystem bezw. Einfachlinien- und Tripletsystem haben wir Quartett- und Sextett- oder Quintett- und Septettsystem. Über das Quartettsystem gibt das folgende Schema Auskunft.

$k=$		$j=$				
1	S					
2	P					$\frac{1}{2}$
3	D			$\frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}$	$\frac{7}{2}$
4	F	$\frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}$	$\frac{7}{2}$	$\frac{9}{2}$	$\frac{11}{2}$

Die Zahlen links bedeuten die azimutalen, die in der Mitte die inneren Quantenzahlen j der Terme[1]). Bis zum D-Term wächst die Termvielfachheit an; von da ab gilt dann die sogenannte Permanenz der Multiplizitäten, d. h. die Niveauunterteilung bleibt dieselbe. Bei Kombination zweier solcher Komplexterme resultieren kompliziertere Liniengruppen, sogenannte Multiplets, für die das doppelte Auftreten gewisser Termdifferenzen charakteristisch ist. Es sei noch erwähnt, daß die Termaufspaltungen mit wachsendem k eher zu- wie abnehmen, auch im Gegensatz zu den sonst bekannten Spektren, wo doch stets die Aufspaltung des d-Terms klein gegen die des p-Terms ist.

Durch die Forschungen namentlich der Herren Catalán[2]), Back[3]) und Fräulein Gieseler[4]) ist im *Mn* ein Oktett-, Sextett-, Quartett-, im *Cr* und *Mo* ein Septett- und Quintettsystem nachgewiesen worden. Somit haben wir den altbekannten Rydbergschen Wechselsatz für die hinteren Spalten des periodischen Systems in folgender Form auszusprechen: Beim Übergang von einem Element zum nächsten wechseln geradzahlige Seriensysteme mit ungeradzahligen ab; ihre maximale Vielfachheit ist dabei stets um eins größer als die Nummer der Spalte, in der das Element steht. *Mn* in der 7. Spalte hat also ein Oktett-, *Cr* in der 6. Spalte ein Septettsystem und schließlich *Ca* in der 2. Spalte ein Tripletsystem.

Um dieses Gesetz zu prüfen und die Lücke zwischen Scandium und Chrom auszufüllen, habe ich das Vanadiumspektrum untersucht. Ich benutzte dabei außer den älteren Messungen von Exner und Hascheck[5]) im roten Gebiet die von Kieß und Meggers[6]) und im kurz-

1) Die allgemeine Systematik der Spektren fordert nach A. Sommerfeld, diese Zeitschr. **24**, 360, 1923 bei den geradzahligen Seriensystemen halbzahlige innere Quantenzahlen. Die hier gewählten j-Werte erhält man aus den sonst gebräuchlichen durch Subtraktion von $^1/_2$.

2) M. A. Catalán, Trans. Roy. Soc. A. **223**, 127, 1922; Anal. Soc. Esp. Fis. y Quím. **21**, 84 u. 213, 1923.

3) E. Back, Zeitschr. f. Phys. **15**, 206, 1923.

4) H. Gieseler, Ann. d. Phys. **69**, 147, 1922.

5) Abgedruckt in Kaysers Handbuch, Bd. VI, S. 750.

6) C. C. Kieß u. W. F. Meggers, Pap. Bur. Standards **16**, 51, 1920.

welligen Teil die von Ludwig[1]). Außerdem standen mir noch unveröffentlichte Beobachtungen der Zeemaneffekte der V-Linien zur Verfügung, die von Herrn H. Babcock im Mount Wilson Laboratory ausgeführt worden sind.

Da Vanadium in der 5. Spalte des periodischen Systems steht, sind nach unserer obigen Regel als Terme höchster Vielfachheit Sextetterme zu erwarten. In der Tat ließen sich ein Sextettsystem und ein Quartettsystem nachweisen, die also im V-Spektrum an die Stelle des Triplet- und Einfachliniensystems der Erdalkalien treten. Analog wie bei diesen sind im Folgenden die Terme des Quartettsystems durch große, die des Sextettsystems durch kleine Buchstaben bezeichnet. Einige der typischsten Kombinationen dieser beiden Termsysteme habe ich kürzlich in den „Naturwissenschaften“[2]) veröffentlicht. In einer demnächst erscheinenden Arbeit von Meggers[3]), die ich im Manuskript einsehen konnte, sind zahlreiche andere Multiplets, allerdings ohne jede Deutung, was Terme und innere Quantenzahlen anlangt, angegeben; über deren Deutung und Einordnung in ein Niveauschema werde ich an anderer Stelle berichten. Die Zahl der nunmehr klassifizierten Linien ist etwa 300; es sind dies fast alle starken Linien des V-Spektrums, ungefähr 20 Proz. der Vanadiumlinien überhaupt.

Im Quartettsystem treten — im Gegensatz zum Sextettsystem — zwei Gruppen von Termen auf, die sich bei gleichem azimutalen Quantencharakter in der Struktur des Atomrumpfes unterscheiden. Wir nennen sie gestrichene und ungestrichene Terme, in Analogie mit den Spektren der Erdalkalien, wo deren Kombinationen als die Gruppen (pp') und (dd') bekannt sind. Ebenso wie diese scheinen die bei V auftretenden Kombinationen zwischen gestrichenen und ungestrichenen Termen dem Auswahlprinzip der azimutalen Quantenzahl zu widersprechen, da hier zwei Terme mit gleichem k miteinander kombinieren.

Interessant dürfte dabei der folgende Umstand sein, der deutlich zeigt, wie sehr hier die gestrichenen Terme den ungestrichenen gleichberechtigt sind. Außer den Gruppen (DD') und (FF') treten auch bisher noch nicht beobachtete Kombinationen $(D'F')$ auf, so daß mit dem ordnungsgemäßen Multiplet (DF) „Kombinationsrelationen“ vom Typus

$$(F'F) + (FD) + (DD') + (D'F') = 0$$

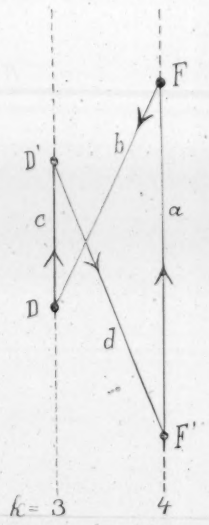
gebildet werden können; m. a. W. aus den Frequenzen von 3 Multiplets kann man die Frequenzen der Linien eines vierten berechnen. Zur Erläuterung mögen die auf Seite 513 folgenden Multiplets dienen, wobei nur die Wellenzahlen in cm^{-1} angegeben sind; für Wellenlängen, Intensitäten und Temperaturklasse sei auf die Tabelle am Schluß verwiesen. Die Multiplets b und d sind schon von mir in der erwähnten Arbeit in den Naturwissenschaften angegeben worden; die Schemata a und c sind der Abhandlung von Meggers entnommen.

Um also z. B. die Wellenzahlen der Kombination $(D'F')$ aus den drei übrigen Multiplets zu berechnen, haben wir ersichtlich die Differenzen der ν von entsprechenden Linien in (FF') und (FD) zu bilden und hierzu die Frequenzen der Linien von (DD') zu addieren, in Zahlen z. B. für den Übergang $^7/_2 \rightarrow {}^9/_2$ in $(D'F')$:

$$D_{^7/_2}' \rightarrow F_{^9/_2}' = 25792{,}0 - 17629{,}2 + 12316{,}8 = 20479{,}6;$$

was in der Tat mit dem Wert in Schema d übereinstimmt.

Über die Lage der Terme zueinander orientiert folgendes Niveauschema. Die D- und



F-Terme sind wie üblich auf 2 parallelen Geraden eingezeichnet; die Verbindungslinien stellen die Kombinationen dar. Die Buchstaben verweisen auf die obigen Schemata.

1) W. Ludwig, Zeitschr. f. wiss. Photogr. **16**, 157, 1917.
2) O. Laporte, Naturwiss. **11**, 779, 1923.
3) W. F. Meggers, Journ. Wash. Akad. of Science 1923.

Schema a.

		F						
	j	$^3/_2$		$^5/_2$		$^7/_2$		$^9/_2$
F'	$^3/_2$	25930,5	*73,7*	26004,2				
		137,4		*137,3*				
	$^5/_2$	25793,1	*73,8*	25866,9	*117,8*	25984,7		
				186,1		*186,1*		
	$^7/_2$			25680,8	*117,8*	25798,6	*222,9*	26021,5
						229,6		*229,5*
	$^9/_2$					25569,0	*223,0*	25792,0

Kombination $(F'F)$; der F'-Term mit den Differenzen *137,4*, *186,1*; *229,6* ist der tiefere.

Schema b.

		F						
	j	$^3/_2$		$^5/_2$		$^7/_2$		$^9/_2$
D	$^1/_2$	17517,6						
		63,3						
	$^3/_2$	17454,3	*73,7*	17528,0				
		102,3		*102,2*				
	$^5/_2$	17352,0	*73,8*	17425,8	*117,9*	17543,7		
				137,3		*137,3*		
	$^7/_2$			17288,5	*117,9*	17406,4	*222,8*	17629,2

Kombination (DF); der D-Term mit den Differenzen *63,3*; *102,3*; *137,3* ist der tiefere. In a und b tritt der gleiche F-Term auf.

Schema c.

		D'						
	j	$^1/_2$		$^3/_2$		$^5/_2$		$^7/_2$
D	$^1/_2$	12193,5	*81,3*	12274,8				
		63,3		*63,2*				
	$^3/_2$	12130,2	*81,4*	12211,6	*140,7*	12352,3		
				102,4		*102,3*		
	$^5/_2$			12109,2	*140,8*	12250,0	*204,0*	12454,0
						137,2		*137,2*
	$^7/_2$					12112,8	*204,0*	12316,8

Kombination (DD'); der D-Term mit den $\Delta\nu$: *63,3*; *102,3*; *137,3* ist wiederum der tiefere.

Schema d.

		D'						
	j	$^1/_2$		$^3/_2$		$^5/_2$		$^7/_2$
F'	$^3/_2$	20606,4	*81,4*	20687,8	*140,6*	20828,4		
				137,4		*137,3*		
	$^5/_2$			20550,4	*140,7*	20691,1	*203,9*	20895,0
						186,0		*185,9*
	$^7/_2$					20505,1	*204,0*	20709,1
								229,5
	$^9/_2$							20479,6

Kombination $(D'F')$; der F'-Term ist der tiefere Term. Der D'-Term ist derselbe wie in c, der F'-Term derselbe wie in a.

Bei der relativ großen Anzahl der klassifizierten Linien entsteht die Frage nach deren Einordnung in Serien und somit nach einer Bestimmung der Termgrößen. Indessen hat dies, wie schon von Catalán betont wurde, bei den linienreichen Spektren große Schwierigkeiten, da höhere Serienglieder ihrer geringen Intensität halber sich aus der großen Zahl der schwachen unklassifizierten Linien nicht mehr hervorheben. Zudem sind hier die Abweichungen von der Rydbergschen Termformel sehr beträchtlich; insbesondere zeigt sich dies bei *Mn* in der Serienordnung von G. Wentzel[1]). Im Bogenspektrum des Chroms hat Catalán[2]) mittels je zweier Glieder der scharfen und diffusen Nebenserie Serienformeln aufgestellt und mußte dann beim Vergleich der erhaltenen Seriengrenzen, die nach der Schusterschen Regel dieselben sein müssen, einen Fehler von 1300 ν-Einheiten in Kauf nehmen.

Ein Versuch einer Termgrößenbestimmung bei *V* ist nun der folgende. Je zwei Glieder der Serien

$$\left.\begin{matrix} D_i - nP_j \\ d_i - np_j \end{matrix}\right\} \quad n = 3, 4$$

im Quartett- und Sextettsystem dienen zur Berechnung der Termwerte von *d* und *D*. Durch die Kombination (*DF*) und ein Interkombinationsmultiplet (*dF*) kann andererseits der Term *d* aus *D* bestimmt werden. Die beiden so erhaltenen Werte müssen dann, angenäherte Gültigkeit der Rydbergschen Formel vorausgesetzt, ohne einen allzu großen Fehler übereinstimmen.

Ein Glied der erwähnten Serie im Sextettsystem ist schon in den Naturwissenschaften angegeben worden. Es ist eine Gruppe von 3 + 3 + 3-Linien zwischen 4420 und 4460 Å.-E., deren stärkste Linie die Wellenlänge 4460,302 und die Frequenz[1])

$$d_{7/2} - np_{7/2} = 22413{,}8\ \mathrm{cm}^{-1}$$

hat. Der tiefliegende *d*-Term hat die Differenzen *41,0*; *66,9*; *91,3*; *113,4*; der *p*-Term die Differenzen *79,7* und *110,8*. Das folgende Glied dieser Serie liegt bei 3700 Å.-E. und hat folgendes Schema der Wellenzahlen:

Schema e.

		d								
j		$^1/_2$		$^3/_2$		$^5/_2$		$^7/_2$		$^9/_2$
p	$^3/_2$	27090,6	*41,0*	27049,6	*67,0*	26982,6				
				93,6		*93,7*				
	$^5/_2$			27143,2	*66,9*	27076,3	*91,2*	26985,1		
						121,7		*121,7*		
	$^7/_2$					27198,0	*91,2*	27106,8	*113,4*	26993,4

wobei die stärkste Linie λ 3703,566 Å.-E., d. h.

$$d_{7/2} - (n+1)\,p_{7/2} = 26993{,}4\ \mathrm{cm}^{-1}$$

ist. Aus der Rydbergschen Tabelle der Funktion $R/(n+a)^2$ liest man nun folgende Seriendarstellung ab:

$$d_{7/2} - np_{7/2} = 33278{,}5 - \frac{R}{(n+0{,}177)^2};\ n = 3, 4.$$

Somit ist der Term

$$d_{7/2} = 33278{,}5\ \mathrm{cm}^{-1}.$$

Führen wir nun das Analoge für den *D*-Term durch. Das Multiplet $D - 4P$ liegt bei 4600 Å.-E.; ich habe es in unvollständiger Form in meiner früheren Arbeit angegeben; die fehlenden 3 Linien sind entweder zu schwach oder durch eine dichte Kohlebande verdeckt. Wir benutzen darum zur Seriendarstellung die Linie λ 4646,40 Å.-E., d. h.

$$D_{7/2} - 4P_{7/2} = 21516{,}0\ \mathrm{cm}^{-1}.$$

Das vorhergehende Glied derselben Serie, $D - 3P$, liegt im Roten und hat folgendes Frequenzschema:

Schema f.

		D							
j		$^1/_2$		$^3/_2$		$^5/_2$		$^7/_2$	
P	$^1/_2$	16357,6	*63,1*	16294,5					
		144,5		*144,4*					
	$^3/_2$	16502,1	*63,2*	16438,9	*102,4*	16336,5			
				215,8		*215,9*			
	$^5/_2$			16654,7	*102,3*	16552,4	*137,2*	16415,2	

1) G. Wentzel, diese Zeitschr. **24**, 104, 1923.
2) M. A. Catalán, l. c.

1) Die Terme sind wie die *j*-Werte indiziert.

Dem vorher genannten Übergang $D_{4_{1/2}} - 4P_{3_{1/2}}$ entspricht hier die Linie λ 6119,56 Å.-E., d. h.:

$$D_{3_{1/2}} - 3P_{3_{1/2}} = 16336{,}5\ \mathrm{cm}^{-1}.$$

Die Seriendarstellung lautet hier:

$$D_{n_{1/2}} - nP_{3_{1/2}} = 28259{,}0 - \frac{R}{(n + 0{,}033)^2};\ n = 3, 4.$$

Somit:

$$D_{3_{1/2}} = 28259{,}0\ \mathrm{cm}^{-1}$$

und hieraus nach Subtraktion von $\Delta\nu = 137{,}1$:

$$D_{2_{1/2}} = 28121{,}9\ \mathrm{cm}^{-1}.$$

Aus diesem Termwert können wir nun rückwärts ohne neue Unsicherheit den d-Term berechnen. Zunächst ergibt sich aus dem Multiplet (DF) (Schema b) für den Bergmannterm:

$$F_{1_{1/2}} = 10492{,}7\ \mathrm{cm}^{-1}.$$

Den Übergang zum Sextettsystem schafft nun ein Interkombinationsmultiplet (dF) mit folgendem Schema:

Schema g.

		d								
	j	$^1/_2$		$^3/_2$		$^5/_2$		$^7/_2$		$^9/_2$
F	$^3/_2$	23818,2	*40,9*	23777,3	*66,9*	23710,4				
				73,5		*73,6*				
	$^5/_2$			23850,8	*66,8*	23784,0[1])	*91,2*	23692,8		
						117,9		*117,9*		
	$^7/_2$					23901,9	*91,2*	23810,7	*113,5*	23697,2
								222,8		*222,8*
	$^9/_2$							24033,5	*113,5*	23920,0

Aus diesem Multiplet, das somit das Sextettsystem relativ zum Quartettsystem festlegt, ergibt sich für den d-Term der folgende Wert:

$$d_{2_{1/2}} = 34412{,}7\ \mathrm{cm}^{-1},$$

während wir oben bei direkter Berechnung fanden:

$$d_{2_{1/2}} = 33278{,}5\ \mathrm{cm}^{-1}.$$

Der Fehler ist somit gleich 1134 ν-Einheiten, also von der Größenordnung desjenigen bei Cr, den Catalán bei seiner Termgrößenbestimmung erhielt. Unsere Seriendarstellung kann uns vorläufig nur eine ungefähre Vorstellung von der Lage der Terme geben. Eine weitgehende Sicherung erfuhren unsere Betrachtungen durch Auffindung weiterer ultraroter Serienglieder, worin der p-Term mit der Laufzahl 2 auftritt; doch liegen meines Wissens keine Messungen im Ultraroten des V-Spektrums vor.

Allgemein zeigt sich, daß im V die Terme mit höherem Azimutalquantum in überwiegender Zahl vorhanden sind. Sogar zwei Überbergmannterme F^*, die also das Azimutalquantum $k = 5$ haben, ließen sich feststellen. Die folgende Gruppe, die aus ihrem Zeemaneffekt erkannt wurde, ist eine solche Kombination (FF^*); der Bergmannterm F ist der in Schema a auftretende.

Schema h.

		$F^*;\ k = 5$							
	j	$^5/_2$		$^7/_2$		$^9/_2$		$^{11}/_2$	
$k = 4$	$^3/_2$	21841,43							
		137,40							
F	$^5/_2$	21704,03	*122,01*	21826,04					
		186,07		*186,08*					
	$^7/_2$	21517,96	*122,00*	21639,96	*157,69*	21797,65			
				229,56		*229,54*			
	$^9/_2$			21410,40	*157,71*	21568,11	*192,85*	21760,96	

Die Landésche[2]) Intervallregel stimmt für den Überbergmannterm ganz vorzüglich:

$$AF^*;\ 122{,}0 : 157{,}7 : 192{,}9 =$$
$$= 7{,}0 : 8{,}95 : 11 \text{ beob.}$$
$$7 : 9 : 11 \text{ theor. n. Landé.}$$

Das Auftreten dieser, sonst nur in den höheren Funkenspektren gefundenen Terme, die hier obendrein noch so weit aufgespalten sind, wirkt befremdlich; und es erscheint kaum verständlich, wie das Magnetfeld des Atomrumpfes an der soweit außen liegenden (5_5)-Bahn, die zu dem Überbergmannterm gehört, eine solche Aufspaltung bewirken kann. Außerdem liegt

1) Berechnet.
2) A. Landé, Zeitschr. f. Phys. **15**, 189, 1923.

Tabelle der Wellenlängen, Frequenzen und Intensitäten.

Schema Kombination	λ_{JA} Luft	ν_{vac}	Intensitäten (King)	Temperaturklasse (King)	Beobachter	Schema Kombination	λ_{JA} Luft	ν_{vac}	Intensitäten (King)	Temperaturklasse (King)	Beobachter
a, (FF)	3841,892	26021,50	5	I A	Ludwig	e, (pd)	3675,698	27198,00	20	I	Ludwig
	3844,442	26004,23	20	I	„		3683,114	27143,24	30	I	„
	3847,331	25984,69	20	I	„		3688,070	27106,77	50	II	„
	3855,370	25930,53	30	I	„		3690,277	27090,56	40	II	Kilby
	3864,862	25866,85	35	I	„		3692,224	27076,28	50	II	Ludwig
	3875,081	25798,63	35	I	„		3695,867	27049,56	40	II	„
	3875,909	25793,12	20	I	„		3703,566	26993,36	100	II	„
	3876,084	25791,95	20	I	„		3704,705	26985,06	60	II	„
	3892,864	25680,77	25	I	„		3705,037	26982,62	30	I	„
	3909,892	25568,95	20	I	„	f, (PD)	6002,67	16654,65	4	II A	Meggers u.
b, (DF)	5670,83	17629,22	30	I	Meggers u.		6039,76	16552,37	25	I	Kieß
	5698,49	17543,64	60	I	Kieß		6058,15	16502,14	5	II A	„
	5703,59	17527,96	40	I	„		6081,46	16438,88	25	I	„
	5706,98	17517,55	30	I	„		6090,25	16415,16	50	I	„
	5727,67	17454,29	20	II	„		6111,68	16357,59	25	II	„
	5737,03	17425,79	25	II	„		6119,56	16336,53	40	I	„
	5743,44	17406,35	18	II	„		6135,37	16294,45	15	II	„
	5761,45	17351,95	2	III A	„	g, (dF)	4159,696	24033,46	8	I	Ludwig
	5782,95	17288,51	2	III A	„		4179,421	23920,04	15	I	„
c, (DD)	8027,34	12454,02	2	—	„		4182,596	23901,88	10	I	„
	8093,47	12352,26	2	—	„		4191,55	23850,8	10	II	Exner u.
	8116,78	12316,78	5	—	„		4197,29	23818,2	1	—	Hascheck
	8144,52	12274,82	3	—	„		4198,621	23810,65	4	III A	Ludwig
	8161,06	12249,95	4	—	„		4203,32	23784,0	—	—	berechnet
	8186,71	12211,56	3	—	„		4204,52	23777,3	1	—	Exner u.
	8198,85	12193,49	3	—	„		4216,38	23710,4	1	II A	Hascheck
	8241,60	12130,24	4	—	„		4218,714	23697,24	4	III A	Ludwig
	8253,48	12112,77	4	—	„						Exner u.
	8255,90	12109,23	4	—	„		4219,51	23692,8	2	III A	Hascheck
d, (DF)	4784,50	20895,02	5	II A	Exner u.	h, (FF^*)	4577,177	21841,43	40	I	Ludwig
	4799,79	20828,43	5	II A	Hascheck		4580,404	21826,04	40	I	„
	4827,45	20709,12	30	I	„		4586,370	21797,65	50	I	„
	4831,04	20691,12	35	I	„		4594,103	21760,96	60	I	„
	4832,43	20687,75	30	I	„		4606,151	21704,03	15	I	„
	4851,51	20606,41	40	I	„		4619,79	21639,96	25	I	Hasselberg
	4864,73	20550,42	40	I	„		4635,180	21568,11	15	I	Ludwig
	4875,47	20505,12	40	I	„		4645,98	21517,96	1	III A	Exner u.
	4881,55	20479,59	50	I	„		4669,33	21410,40	1	—	Hascheck

der F^*-Term für einen Überbergmannterm ungewöhnlich tief, sogar noch tiefer[1]) wie die p-Terme. Es sei aber bemerkt, daß die von den Alkalien her gewohnte Reihenfolge $(spd\cdots)$ bei den komplizierten Spektren häufig durchbrochen wird. Jedenfalls scheint, zumal wegen der schönen Übereinstimmung mit der Landéschen Theorie keine andere Deutung für dieses Multiplet möglich zu sein.

Zusammenfassung.

1. Zu den in den „Naturwissenschaften“ mitgeteilten Multiplets von V werden neue hinzugefügt, teils aus dem Quartett-, teils aus dem Sextettsystem, sowie eine Interkombination aus beiden.

2. Im Quartettsystem kommen zwei Gruppen von Termen vor, die als gestrichene und ungestrichene unterschieden werden. Zwischen ihnen besteht eine zyklische Kombinationsrelation.

3. Mittels zweier Serien vom Typus $d - np$ im Sextett- und Quartettsystem wurde eine angenäherte Termgrößenbestimmung ausgeführt.

4. Das Auftreten von weit aufgespaltenen Überbergmanntermen F^* im V-Spektrum wurde durch ein Multiplet bewiesen, das nach Struktur und Zeemaneffekt als Kombination (FF^*) gedeutet werden muß.

1) Der tiefste Term im V-Spektrum ist vorläufig der Bergmannterm mit dem $\Delta\nu$: 137,5; 186,0; 229,8.

BESPRECHUNGEN.

G. Schweikert, Innere Ballistik. gr. 8°. IV u. 107 S. Mit 6 Abb. Leipzig, Joh. Ambr. Barth. 1923. Gz. M. 7.50.

Der Verfasser gibt hier die Resultate seiner ballistisch-wissenschaftlichen Studien, die er bei seiner Tätigkeit am ehemaligen Militärversuchsamt zu Berlin während des Krieges durchzuführen Veranlassung hatte. Das Inhaltsverzeichnis ist kurz das folgende. Nach einer Einleitung wird im 1. Kapitel die Pyrostatik behandelt: Zustandsgleichung der Gase, Explosionswärme, Molekulargeschwindigkeit und Temperatur der Pulvergase, Verbrennungsgesetz der kolloidalen Pulver; Gasdruckmessungen in der Bombe; Dynamische Theorie des Stauchungsvorgangs. Im 2. Kapitel wird die Pyrodynamik abgehandelt: Gasdruck gegen eine bewegte Fläche; adiabatische Ausdehnung; Geschoßbewegung während der Pulververbrennung; Theorie des Rücklaufmessers.

Das Neue und Interessante an diesem Buche besteht darin, daß hier zum erstenmal die innere Ballistik systematisch mit Hilfe der kinetischen Gastheorie bearbeitet ist. Der Grund für diese Behandlungsweise lag dem Verfasser in der Vermutung, daß, wegen der in der inneren Ballistik auftretenden außerordentlich hohen Gasdrücke von mehreren tausend Atmosphären und der Temperaturen von 3000° C und mehr, sowie der Geschwindigkeiten von vielen hundert Metern in der Sekunde, die bisher ausschließlich benutzten Gesetze der klassischen Mechanik — nämlich das Gesetz von Boyle-Mariotte in der Form von Noble und Abel, das Gesetz der adiabatischen Entspannung der Gase und das Gesetz von der Erhaltung des Schwerpunkts weit größere Abweichungen von den wirklichen Vorgängen zeigen müssen, als dies auf dem Gebiet der gewöhnlichen physikalischen Anwendungen der Fall ist, wo es sich um niedrigere Drucke, Temperaturen und Geschwindigkeiten handelt.

Zwei grundlegende mechanische Vorstellungen sind es, von denen der Verfasser ausgeht. In der Pyrostatik wird angenommen, daß der Verbrennungsprozeß der modernen kolloidalen Pulver im geschlossenen Raume nichts anderes ist, als der durch die Stöße von Molekülen mit sehr hohen Geschwindigkeiten gegen die Pulveroberfläche bedingte Zerfall der festen Pulvermasse in den gasförmigen Zustand. Der Druck eines Gases ist dabei gemäß der fundamentalen Annahme der kinetischen Gastheorie die besondere Art, wie sich die kinetische Energie der Moleküle äußert, wenn die Moleküle gegen die Flächen eines festen ruhenden Körpers stoßen. Dazu kommt in der Pyrodynamik die Vorstellung hinzu, daß, wenn die von den elastischen Molekülen gestoßene Fläche (also z. B. die Fläche des Geschoßbodens im Rohr) nicht in Ruhe ist, sondern mit einer Geschwindigkeit sich bewegt, die einen beträchtlichen Bruchteil der Molekülgeschwindigkeit ausmacht, eine Komponente der Molekülgeschwindigkeit geändert wird.

Auf diesen Grundlagen also hat der Verfasser das ganze Gebiet der inneren Ballistik behandelt. Ein interessantes Ergebnis, das der Verfasser auf solche Weise, erhält, ist z. B. auf S. 16 und 17 zu finden: nämlich die Ableitung des von P. Charbonnier u. A. benützten Gesetzes für die lineare Verbrennungsgeschwindigkeit eines Pulvers, wonach diese Geschwindigkeit direkt proportional der ersten Potenz des Gasdruckes ist. Der Verfasser zeigt dabei, daß dieses Gesetz, das sich aus seinen Annahmen in aller Strenge ergibt, nur unter der Voraussetzung einer konstanten Temperatur der Pulvergase während des Verbrennungsprozesses Gültigkeit hat.

Von S. 31 bis S. 58 wird die Theorie des Stauchapparates eingehend behandelt. Dabei wird das Auftreten eines Wendepunkts in der Stauchungskurve, woran französische Ballistiker Anstoß genommen hatten, in überzeugender Weise aufgeklärt.

Auf drei Stellen des Buches möge noch aufmerksam gemacht werden, an denen ein Weiterarbeiten einsetzen könnte, — und nur zu diesem Zweck; um den Verfasser zu einer Fortsetzung seiner wertvollen Studien anzuregen, nicht um Einwände zu erheben, seien die betreffenden Punkte erwähnt: Auf S. 12 erhält der Verfasser aus seinen Formeln eine Explosionstemperatur von etwa 8350 Grad absol. für die gebräuchlichen Nitrozellulosepulver, während bekanntlich bisher eine Temperatur von etwa 2900° absol. berechnet worden ist. Eine solche Temperatur von 8350 Grad in der Stahlbombe ist schon im Hinblick auf die Schmelztemperatur des Stahls äußerst unwahrscheinlich. Der Verfasser scheint auch selbst die Richtigkeit des Ergebnisses zu bezweifeln, wie aus S. 14 oben hervorgeht. — Das Zustandekommen dieses Rechnungsresultats erklärt er sich aus seiner Definition der Temperatur als proportional dem Quadrat der Molekulargeschwindigkeit, während in der Abelschen Gleichung Proportionalität zwischen der absoluten Temperatur und dem Druck angenommen wird.

Ferner wird vielleicht der Leser bei § 4 und § 5 das Eingehen auf den Einfluß der Zeitdauer des Stauchdruckes beim Schuß vermissen. Bei dem Schuß in der Waffe treten zwei Einflüsse auf, die bei der Stauchung der Kupferzylinder mittels der Hebelpresse, also bei der Herstellung der Eichungstabelle für die betreffende Lieferung von Kupferzylindern, nicht ebenso vorhanden sind und die beide in entgegengesetzter Richtung wirken: Erstens erhält beim Schuß der Stempel eine lebendige Kraft; zweitens ändert sich der Gasdruck beim Schuß außerordentlich rasch, er steigt schnell zum Maximalwerte von mehreren tausend Atm. an und fällt fast ebenso schnell wieder ab. In dem Buch ist nur der erste Einfluß behandelt, der zweite nicht. Ein Vorwurf kann dem Verfasser nicht gemacht werden, denn er behandelt in § 4 und 5 ausschließlich die Vorgänge in der Versuchsbombe, und in dieser kommt der rasche Druckabfall nicht in Betracht.

Zu § 8 und 9, Geschoßbewegung während und nach der Pulververbrennung, möchte man wünschen, daß der Verfasser in einer Fortsetzungsarbeit dazu übergeht, mit seinen Formeln für das innerballistische Hauptproblem einige Zahlenbeispiele vollständig durchzurechnen, also Verbrennungsraum, Kaliber, Rohrlänge, Drallwinkel, Geschoßmasse, Pulverladung samt sämtlichen physikalischen und chemischen Pulvereigenschaften, anfängliche Pulvertemperatur, Einpressungswiderstand usw. anzunehmen und lediglich daraus den Verlauf der Geschoßgeschwindigkeit und des Gasdrucks im Rohr rechnerisch zu ermitteln und die Rechnungsergebnisse mit den Messungsergebnissen zu vergleichen.

Die Lektüre des kleinen Buches muß allen Ballistikern und Sprengstoffchemikern aufs wärmste empfohlen werden.

C. Cranz.

W. Wien, Kanalstrahlen. Gr. 8°. XII u. 362 S. mit 333 Abbildungen. Zweite, teilweise umgearbeitete Auflage. Leipzig. Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H. 1923. M. 10.—, geb. M. 12.—.

Das im Rahmen des Handbuches der Radiologie Bd. IV erstmalig erschienene Werk W. Wiens über Kanalstrahlen ist in zweiter Auflage als selbständiger Band herausgegeben worden. Wenn auch die Einteilung und Behandlungsweise des Stoffes, wie die zugrunde liegenden Anschauungen im ganzen dieselben geblieben sind, so hat die Darstellung im einzelnen doch eine den neuen Forschungsergebnissen entsprechende, weitgehende Ergänzung erhalten. Der Umfang des Neuen ist so groß, daß es in Nachträgen nicht gebracht werden konnte, sondern in den Text eingearbeitet werden mußte.

Inhaltlich lassen sich in dem Werke, wie es jetzt vorliegt, drei Gruppen von Kapiteln unterscheiden. Die erste Gruppe behandelt die Wirkungen des Kanalstrahls. Hierzu gehören die Lichtwirkungen (Kap. 1), Fluoreszenz und Phosphoreszenz, die quantitativen Messungen hierüber, und die Szintillation. Ferner die Wärmewirkungen (Kap. 2), chemische und photographische Wirkungen (Kap. 3), dann die mechanischen Wirkungen der Zerstäubung (Kap. 4), endlich die elektrischen, insbesondere der Sekundärstrahlung (Kap. 5 und 6), deren quantitative Messung Gegenstand eines Anhanges ist, sowie der Gasionisation (Kap. 7).

Es folgen in der zweiten Kapitelgruppe diejenigen Abschnitte, welche sich mit den Eigenschaften des Kanalstrahls selbst befassen: Zunächst in Kap. 8 die magnetische und elektrische Ablenkung der Kanalstrahlen, welche zur Erkenntnis der Natur der Teilchen und ihres Ladungszustandes führen, in Kap. 9 die auf Kanalstrahlung beruhenden neueren Forschungen über Isotopen, deren Methodik und Ergebnisse dem Inhalt neu eingefügt sind, endlich diejenigen Eigenschaften des Strahls, welche durch umgebende Gasatmosphären wesentlich mitbedingt sind, in den Kap. 10 bis 12 die Umladung und ihre Theorie, in Kap. 13 die Absorption und Zerstreuung der Kanalstrahlen.

Die dritte Gruppe von Kapiteln beschäftigt sich mit der Lichtemission bei Kanalstrahlen. Eigentlich auch zu den Eigenschaften des Strahls gehörig, und zwar wie die Umladungen, zu solchen, welche von der Strahl-Umgebung abhängen, bildet die Lichtemission insofern eine Gruppe für sich, als der Kanalstrahl hier nur mehr das Mittel ist, einen Mechanismus in Gang zu setzen, um dessen Ergründung es sich bei der Lichtemission handelt. Zwar dient der Dopplereffekt (Kap. 15) noch mehr der Analyse des Strahls als der des Leuchtvorganges, aber die neuen Resultate einer verfeinerten Beobachtungs-Methodik für den Dopplereffekt zeigen mit Sicherheit nicht bloß das bewegte Atom, sondern auch das bewegte Molekül als Lichtträger und streifen somit das Leuchtproblem selbst. Tiefer in den Vorgang der Lichtemission führen die Abschnitte über die Erregung des Leuchtens (Kap. 17), über die Abhängigkeit der Lichtemission von der Geschwindigkeit (Kap. 18) und über die elektrische und magnetische Einwirkung auf die Lichtemission (Kap. 19), die neuerdings die Frage nach dem elektrischen Zustande der Lichtträger zur Entscheidung brachte. Den Hauptteil des Leuchtproblems findet man in den Kap. 20 und 22 behandelt, welche die experimentell und theoretisch bearbeitete Frage der Abklingung des Leuchtens und der elektrischen und elektrodynamischen Einwirkungen auf Spektrallinien im Stark- und Wien-Effekt zum Gegenstand haben. Eine allgemeine Theorie der Erregung und der Abklingung des Leuchtens ist im Anhange hierzu noch ausführlich gegeben.

W. Wiens Buch über Kanalstrahlen ist für die atomistische Strahlung ebenso grundlegend wie das Werk Lenards über Kathodenstrahlen. Die deutsche physikalische Literatur besitzt in ihnen die beiden Hauptwerke über die korpuskularen Strahlungen. Beide geben einen Überblick alles dessen, was auf diesem Gebiete an wesentlichen Ergebnissen bekannt ist. In der Formgebung sind sie verschieden. Lenards Buch über Kathodenstrahlen trägt den Charakter eines Systems, hat quantitative, durch ein konsequent ausgebautes Begriffssystem gestützte, in Tabellen und Kurven niedergelegte Resultate zum Kern, während dem Text mehr die Bedeutung einer kritischen Erläuterung zukommt. W. Wiens Darstellungen wollen mehr das historische Moment zur Geltung bringen. Man sieht die Forschungsgebiete entstehen, sich entwickeln und auf ihren heutigen Stand gelangen. Die Diskussion der Widersprüche in den Ergebnissen, der gegnerischen Meinungen, der unhaltbaren Theorien wird nicht vorweg genommen, um dem für richtig Erkannten eine einheitliche Fassung zu geben, sondern jeweils auf die Einzelabschnitte verteilt. Der Text des Lenardschen Werkes wird zum Führer durch die Originalliteratur, Wiens Werk über Kanalstrahlen kann sie ersetzen. H. Baerwald.

L. Zehnder, Die zyklische Sonnenbahn als Ursache der Sonnenfleckenperioden. kl. 8°. 44 S. Mit einer Tafel. Halle a. S., L. Hofstetter. 1923. Gz. M. 2.—.

Die armen Astronomen und Mathematiker! Seit Jahrhunderten mühen sie sich ab, die Bewegungen der Planeten darzustellen, um sich jetzt sagen lassen zu müssen, daß sie ein wesentliches Moment vergessen haben: „die zyklische Sonnenbahn", d. i. die Bewegung der Sonne um den gemeinsamen Schwerpunkt des ganzen Systems. Man hält es kaum für möglich, aber da steht es schwarz auf weiß (S. 12): „Die Sonne weicht also in ihrem Zentrum maximal um mehr als den Sonnendurchmesser vom gemeinsamen Schwerpunkt ab, was astronomisch nachweisbar sein muß"[1]). Es war ein schlechter Freundesdienst, den man dem Verfasser erwies, indem man ihn „auf das Berliner Astronomische Jahrbuch aufmerksam machte, in dem seit 1776 die Ephemeriden aller Planeten regelmäßig veröffentlicht werden". Man hat ihn dadurch viel Zeit und Kraft darauf verschwenden lassen, aus den heliozentrischen Planetenkoordinaten die mysteriösen Sonnenzykel wieder herauszuschälen, die die Astronomen, ohne ihre wahre Natur zu erkennen, als „Planetenstörungen" hineinpraktiziert haben. Ob der Verfasser je etwas von einer Entwicklung der Störungsfunktionen gehört hat? Glaubt er wirklich etwas Neues damit zu sagen, daß in der zyklischen Sonnenbahn die Umlaufs- und Konjunktionsperioden der massengrößten Planeten sich nachweisen lassen? Mit das Unglaublichste ist der S. 22 abgedruckte Satz: „Die in den berechneten Sonnenzykeln dahinziehende Sonne muß nach außen Gravitationswirkungen ausüben, die die Perihelien der nahen Planeten im gleichen Drehungssinne um den Schwerpunkt des Sonnensystems zu ziehen suchen, wie die Sonne selber kreist, und zwar muß namentlich das Perihel des Merkur merklich beeinflußt werden." Reichlich naiv muten die Betrachtungen an, die an die „genauen Sonnendurch-

1) Von mir gesperrt.

gänge durch den Schwerpunkt" und den damit vermeintlich entdeckten „singulären Fall des Fünfkörperproblems" geknüpft werden. Sie beweisen, daß dem Verfasser die vielen Untersuchungen über Kommensurabilitäten im Planetensystem gänzlich unbekannt sind. Weit über die Hälfte des Buches ist damit erledigt. Und der Rest? sollte die Nutzanwendung bringen, d. i. den Nachweis liefern, daß die im ersten Teil aufgedeckten Perioden der Sonnenzykel sich in den Perioden der Sonnenfleckenmaxima und -minima wiederfinden. Die Behandlung ist nicht minder dilettantenhaft. Es scheint darum noch keineswegs am Platze, die vom Verfasser aufgestellte Hypothese der Entstehung der Sonnenflecken, in der der Widerstand des Äthers wieder eine große Rolle spielt, ernstlich zu diskutieren. Und die am Schlusse in Sperrdruck hingestellte Behauptung: „Daraus folgt meines Erachtens mit zwingender Logik . . . die Existenz des schon so lange vermuteten und gesuchten, nie aber wirklich erfaßten Äthers" nötigt nur ein ungläubiges Lächeln ab. Wir schlagen dem Verfasser vor, erst einmal, wie dies andere vor ihm schon getan haben, das ganze Wolf-Wolfersche Material an Sonnenfleckenrelativzahlen vorzunehmen und nach den von ihm vermuteten Perioden auszugleichen. Es gibt dafür bekanntlich das Hilfsmittel der trigonometrischen Reihen. H. Kienle, München.

Ch. A. Kraus, The properties of electrically conducting systems. (American Chemical Society Monograph Series.) gr. 8. 415 S. m. 70 Fig. The Chemical Catalog Company. Ind. New York 1922. Preis $ 4.50.

Der Verfasser ist durch seine vielseitigen und wichtigen Forschungen auf dem Gebiete der nichtwässerigen Elektrolyte und der merkwürdigen Übergänge zwischen elektrolytischer und Elektronenleitung bestens bekannt. Im vorliegenden Buch stellt er sich die Aufgabe, einen Überblick über unsere heutigen Kenntnisse von den Ionen in festen und flüssigen Körpern zu geben, mit der besonderen Absicht, das ungemein zerstreute Tatsachenmaterial gerade auf Nachbargebieten tätigen Forschern in übersichtlicher Form vorzulegen und es dadurch nutzbar zu machen.

Das Buch ist kein Nachschlagewerk und keineswegs so vollständig, wie etwa aus dem Titel entnommen werden könnte; vielmehr spiegelt Stoffauswahl und -behandlung durchaus die persönliche Einstellung des Verfassers wieder. Das bedingt aber nach Ansicht des Besprechenden gerade die Stärke der Darstellung. Eigenart der Auswahl und Verteilung erhellt am besten aus folgender Inhaltsübersicht:

Einleitung 6 S. Elementare Theorie der elektrolytischen Leitung 27 S. Elektrolytische Leitung in verschiedenen Lösungsmitteln 21 S. Die Leitfähigkeitsfunktionen 42 S. Abhängigkeit von der Zähigkeit 35 S. Abhängigkeit von der Temperatur 32 S. Gemischte Lösungsmittel 22 S. Die Natur der Träger 20 S. Homogenes Ionengleichgewicht 14 S. Heterogenes Gleichgewicht 48 S. Sonstige Eigenschaften elektrolytischer Lösungen 43 S. Theorien elektrolytischer Lösungen 28 S. Reine Stoffe, geschmolzene Salze, feste Elektrolyte 15 S. Übergänge zwischen elektrolytischen und metallischen Leitern 18 S. Eigenschaften metallischer Stoffe 25 S.

Chemische und physikalisch-chemische Gesichtspunkte stehen im Vordergrund; Meß- und Versuchstechnik werden nicht behandelt; die strenge Theorie tritt durchaus zurück, vielmehr betont Verfasser immer wieder, wie weit wir noch von einer befriedigenden theoretischen Beherrschung des Gebietes entfernt sind. Vielfach kennen wir nur Regeln von mehr oder weniger beschränkter Geltung.

Sehr zu begrüßen ist, daß der Verfasser ungeachtet der geringen praktischen Bedeutung die nichtwässerigen Lösungen und die Grenzgebiete so ausgiebig behandelt hat. Die allgemeinen Gesichtspunkte werden gut herausgearbeitet, sodaß wir auch bei der Besprechung der Fülle von Einzeltatsachen die großen Zusammenhänge nicht aus den Augen verlieren. Aus diesem Gesichtspunkt ist auch das Schlußkapitel über metallische Leiter an seinem Platze völlig berechtigt und man sieht mit Überraschung, wieviel darin auf wenig Seiten gesagt ist.

Die deutsche Literatur ist bis in die letzte Zeit hinein sorgfältig berücksichtigt — eine bei einem ausländischen Buch leider nicht selbstverständliche Feststellung.

Der hohe Preis des Buches wird leider der Verbreitung im heutigen Deutschland hinderlich sein.

B. Gudden.

Walther Gerlach, Atomabbau und Atombau. 8°. 52 S. mit 3 Abbildungen im Text. Jena, Gustav Fischer. 1923. Gz. 2.—.

Das vorliegende Büchlein ist eine erweiterte Bearbeitung der in den „Fortschritten der Mineralogie, Kristallographie und Petrographie" erschienenen, zusammenfassenden Darstellung der auf experimentelle Ergebnisse sich stützenden Anschauungen der modernen Physik über den Bau des Atoms.

Der Inhalt gruppiert sich wie folgt: I. Das Elektron. II. Die Sondierung des Atoms. III. Die Abbauanalyse. IV. Die elektromagnetische Atomanalyse. V. Der Bau der Kristalle. VI. Die Kräfte der Materie. VII. Gibt es einen Kernaufbau?

Im ersten Teil wird der Leser mit den verschiedenartigen Erscheinungsformen von Elektronen bekannt gemacht: Kathodenstrahlen, lichtelektrischer Effekt, Glühelektronen, β-Strahlen, Sekundäre Elektronen; hieran schließen sich die Ergebnisse wissenschaftlicher Forschung an Elektronen: ihre Masse und Ladung, das elektrische Elementarquantum und ihr Radius. Im zweiten Teile werden die verschiedenen Methoden behandelt, mit deren Hilfe die Forschung den Aufbau des Atoms kennen lernte: Durchgang von Kathodenstrahlen und von α-Strahlen durch Atome; die Ergebnisse werden erörtert. Der dritte Teil behandelt die Ionisierung, die Strahlungsanregung und den Energieaustausch hierbei. Zunächst werden dann die Röntgenspektra behandelt, bei denen die Gesetze von Energieaufnahme und Strahlungsemission am klarsten zutage treten. Die sichtbare Strahlung wird nur kurz gestreift. Hieran schließen sich die Erscheinungen der Radioaktivität und damit der Zerfall des Atomkerns und die Isotopen. Schließlich wird der mit Hilfe von α-Strahlen künstlich erzwungene Kernzerfall besprochen. Der vierte Teil beschäftigt sich mit den Gesetzmäßigkeiten, die uns bei der Röntgenstreustrahlung und den optischen Dublets und Triplets entgegentreten, gelangt so zu den Zusammenhängen zwischen Atom, Ion, Ordnungszahl und Elektronenzahl und schließt mit einem Ausblick auf die Bohrsche Theorie. Der fünfte Teil macht den Leser mit der Erschließung der Kristallstruktur mit Hilfe der Röntgenstrahlen und dem Aufbau der Kristalle aus Ionen bekannt. Auf Grund dieser Erkenntnis behandelt der sechste Teil die zwischen den Einzelionen wirkenden anziehenden und abstoßenden Kräfte und erwähnt den schönen Erfolg, den die theoretische Behandlung durch Übereinstimmung ihrer Berechnungen mit den Meßergebnissen der Kompressi-

bilität von Kristallen erzielt. Schließlich wird die Molekülbildung heteropolarer Kristalle auf Grund der fruchtbringenden Kosselschen Anschauungen besprochen. Das Buch schließt in Teil sieben mit dem Ausblick, daß wir in absehbarer Zeit nicht über Energien verfügen werden, die hinreichend wären, um Kerne größerer Masse aus solchen kleinerer Masse willkürlich aufzubauen. Auf Sternen mögen wohl hierfür hinreichende Energien vorhanden sein.

Hans Küstner.

H. Brunswig, Explosivstoffe. (Handbuch der angewandten physikalischen Chemie Bd. 10.) 2. vermehrte Auflage. 4°. 215 S. Mit 56 Abb. u. 64 Tab. Leipzig, Joh. Ambr. Barth. 1923. Gz. M. 8.—, geb. M. 12.—.

Das Lehrbuch der Explosivstoffe von H. Brunswig hat seit seinem ersten Erscheinen vor 13 Jahren eine derartige Wertschätzung im Inland und Ausland erfahren und seine Eigenschaften — Wissenschaftlichkeit, Klarheit der Darstellung, Gründlichkeit und Vollständigkeit — sind so allgemein anerkannt, daß es nicht nötig ist, über die zweite Auflage dieses Buches viele Worte zu machen. Denn jedem Fachmann ist bekannt, daß es sich hier um eines der besten Werke handelt, die es auf diesem Gebiete überhaupt gibt. Erwähnt sei nur, daß alles auf den neuesten Stand gebracht wurde und daß auch einige Eigenschaften weniger häufig benutzter Sprengstoffe und Sprengstoffarten genauer behandelt sind. Das Grundprinzip des Werkes, wie es in der ersten Auflage durchgeführt worden war, nämlich die Behandlung der Explosivstoffe von physikalisch-chemischen Gesichtspunkten aus, ist mit Recht beibehalten worden. Der Inhalt ist kurz der folgende. Erster Teil: Verhalten explosiver Systeme im allgemeinen: Bedingungen, an welche die explosiven Vorgänge geknüpft sind; Geschwindigkeit explosiver Vorgänge; Explosionsdruck, Explosionstemperatur, Explosionsgase, Explosionsstoß. Zweiter Teil: Eigenschaften der Explosivstoffe im besonderen; Zustandsänderungen der Explosivstoffe, Zündmittel, Treibmittel, Sprengmittel, Einiges über Ausnutzung und Behandlung von Explosivstoffen.

Es ist mit Sicherheit anzunehmen, daß die neue Auflage, zu der der Verlag sich erfreulicherweise entschlossen hat, eine ebenso gute Aufnahme finden wird wie die erste.

C. Cranz.

A. Lechner, Enzyklopädie der Mechanik. 8°. 352 S. Mit 318 Abbildungen. Wien, L. W. Seidel & Sohn, 1923.

Das vorliegende Werk will hauptsächlich ein Lehrbuch der Mechanik für die Studierenden an technischen Hochschulen sein. Es enthält auf rund 350 Seiten einen sehr umfangreichen Stoff. Nicht nur Statik und Dynamik, sondern auch Elastizitätstheorie, Hydrodynamik, Kapillarität usw. werden mit zahlreichen Beispielen behandelt. Am Schluß des Buches findet man sogar einen allerdings sehr skizzenhaften Abschnitt über (spezielle) Relativitätstheorie. Diese große Konzentration schließt natürlich eine Darstellung in der behaglichen Breite etwa der Föpplschen Lehrbücher völlig aus; trotzdem ist das Buch klar und verständlich und zeichnet sich aus durch besondere Hervorhebung der physikalischen Grundlagen.

Mit einem einleitenden Abschnitt über Vektoralgebra wird in herkömmlicher Weise zunächst die Statik behandelt. Schon früh wird das Potential eingeführt. Nach einem kurzen Kapitel über Reibung geht der Verfasser zur Elastizitätstheorie über, und erst darnach werden Probleme aus der Fachwerkstatik besprochen. Einfache Beispiele aus der Festigkeitslehre und Hydrostatik beschließen den ersten Teil. Eine kurze Übersicht über kinematische Probleme gibt den Übergang zur Dynamik. Hier werden in Form von Beispielen zahlreiche Experimente beschrieben und teilweise explizite durchgerechnet. Die Schlußkapitel über Hydrodynamik und Aerodynamik sind reichlich knapp; es fehlen Betrachtungen über Ausflußstrahlen, Wasserwellen, Turbulenz, Auftrieb von Flügeln usw. Man darf wohl hoffen, daß in einer späteren Auflage diese Abschnitte eine etwas eingehendere Bearbeitung finden werden, um so mehr, als es in der deutschen Literatur nur sehr wenige gute Darstellungen dieser Gegenstände gibt. Druck und Ausstattung sind gut.

J. Ackeret.

A. Köhler, Jena, Das Mikroskop und seine Anwendung. (Handbuch der biologischen Arbeitsmethoden.) Lfg. 95. 4°. 182 S. Mit Fig. Berlin-Wien, Urban & Schwarzenberg. 1923. Gz. M. 7,5.

Das Buch will den Biologen mit seinem Haupthandwerkszeug, dem Mikroskop, bekannt machen. Diesem Zweck ist die Gliederung des Stoffes gut angepaßt; von den einfachsten Verhältnissen bei Linsen ausgehend, die in übersichtlicher, moderner Weise dargestellt sind, führt der Verfasser schnell in die höheren Probleme ein, die für brauchbare Instrumente berücksichtigt werden müssen. Geometrische Optik gibt die Gesichtspunkte für die Behandlung. Strahlengang, Beleuchtungsverhältnisse, Blendenwirkung, Bildfehler sind eingehend behandelt und besonders dadurch anschaulich gemacht, daß an einzelnen Stellen durchgerechnete Beispiele angeführt werden. Über den Inhalt geben am besten die Kapitelüberschriften Auskunft: Geometrische Beziehungen zwischen Objekt und Bild. Anwendung der Abbildungsgesetze auf Linsen von endlicher Dicke oder auf Systeme von solchen. Einiges aus der Photometrie. Lichtverluste in optischen Systemen. Einiges über das Sehen mit unbewaffnetem Auge. Die Lupe. Die Abbildung einer ebenen Fläche durch die Lupe. Die Abbildung eines Körpers durch die Lupe. Die Abbildung beleuchteter, durchsichtiger oder spiegelnder Präparate. Die Bildfehler der Lupe und deren Verbesserung. Verschiedene Formen der Lupe. Das einfache Mikroskop. Die Abbildung eines ebenen Objektes durch das einfache Mikroskop. Die Abbildung eines Körpers durch das einfache Mikroskop. Die Abbildung beleuchteter und durchsichtiger Objekte. Die Bildfehler eines einfachen Mikroskopes und deren Verbesserung. Einige Formen des einfachen Mikroskopes. Lupengestelle und Stative des einfachen Mikroskopes (Präparierstative). Prüfen der Lupen und der einfachen Mikroskope und Messen der Vergrößerung.

Die Behandlung der einzelnen Kapitel ist mustergültig, die Darstellung klar und übersichtlich aufgebaut. Behandelt sind, wie aus den angeführten Überschriften hervorgeht, die Lupe und das einfache Mikroskop. (Bei der Definition des letzteren scheint mir insofern eine Inkonsequenz zu bestehen, als unter dem einfachen Mikroskop sowohl Lupen mit kleinerem Durchmesser als die Augenpupille behandelt werden, wie auch zusammengesetzte Mikroskope mit umkehrenden Systemen.) Von dem zusammengesetzten Mikroskop und seiner Anwendung ist nirgends die Rede. Das ist um so merkwürdiger, wenn man den Titel mit dem Inhalt vergleicht. Damit fehlt natürlich auch die

Behandlung des so überaus wichtigen Auflösungsvermögens. In dieser Hinsicht hält das Buch, das sonst nur empfohlen werden kann, nicht das, was es verspricht, wenn nicht in dem Handbuch sich noch eine andere Lieferung mit diesem Gebiet befassen wird. Homann.

H. Lorenz, Einführung in die Elemente der höheren Mathematik und Mechanik. Gr. 8°. 2. Aufl. V u. 176 S. m. 126 Abbild. München, Oldenbourg. 1923. Gz. geh. M. 3.—

Das in 2. Auflage herausgekommene, „für den Schulgebrauch und zum Selbstunterricht" bestimmte Schriftchen behandelt nacheinander in knapper, an gut gewählten Beispielen die Entwicklungen erläuternder Form die analytische Geometrie, die Differential- und Integralrechnung und die Elemente der Mechanik. Es wird das Maximum dessen gebracht, was sich an den Realanstalten im Unterricht erreichen läßt; an manchen Stellen, z. B. bei der analytischen Geometrie mit den räumlichen Betrachtungen, wird sogar über den in Norddeutschland gesteckten Rahmen hinausgegangen. Jedenfalls sollten die höheren Schulen das Gebotene als das im besten Falle Erreichbare ansehen. — Auf der anderen Seite müßte der Hochschulunterricht in Mathematik und vor allem auch in Physik auf solche Vorkenntnisse Rücksicht nehmen, daneben allerdings Studenten, die es wünschen, Gelegenheit bieten, diese Dinge nachzuholen und zu vertiefen. Gerade an dem vorliegenden Buch kann man sehen, daß das für den Mathematiker keine Vorwegnahme des strengen systematischen Aufbaues bedeutet, für den die Anfangsvorlesungen das Bedürfnis wecken sollen, daß aber auf der anderen Seite die experimentelle Physik die Möglichkeit zu knapperer und präziserer Fassung ihrer Ergebnisse gewinnt.

Der Verf. hat an der alten, gerade dem Physikern noch heute sehr geläufigen Ausdrucksweise vom Unendlichkleinen und Unendlichgroßen („unendlich kleine rechtwinklige Dreiecke", „unendlich große Zahl unendlich kleiner Summanden" usf.) festgehalten. Es wäre erwünscht, wenn das in den nächsten Auflagen wegfiele und dafür eine strengere, und letzten Endes einfachere, weil klarere Formulierung unter Verwendung des Grenzbegriffes Platz griffe.

Wenn das Buch auch als Schulbuch kaum in Betracht kommt, da man Wert darauf legen muß, daß die in ihm behandelten Gegenstände in das Ganze des mathematischen Lehrstoffes eingebaut werden, so gibt es doch jedem Mathematik- und Physiklehrer wertvolle Fingerzeige. Für den Studierenden der Anfangssemester, namentlich für den Physiker, erscheint es mir zum Selbststudieren sehr brauchbar. W. Lietzmann.

K. Schiller, Einführung in das Studium der veränderlichen Sterne. gr. 8°. VIII u. 384 S. m. 45 Abb. im Text. Leipzig, Johann Ambrosius Barth. 1923. Gz. M. 8.—.

Das Buch ist berufen, eine Lücke in der deutschen astronomischen Literatur auszufüllen. Neben den populär-wissenschaftlichen Werken von Newcomb-Engelmann und Scheiner-Graf u. a., die das Gebiet der veränderlichen Sterne nur kurz behandeln können, und dem großen Werk von J. H. Hagem scheint diese Neuerscheinung besonders berufen, als Einführung in dieses auch für den Physiker überaus interessante Gebiet der Astronomie und Astrophysik zu dienen. In sechs Abschnitten werden behandelt: I. Die astrophysikalischen Grundlagen. II. Praktische Photometrie. III. Die Bearbeitung der veränderlichen Sterne. IV. Lichtwechselhypothesen. V. Theorie der Verfinsterungsvariablen. VI. Systematische Studien. Ausführlich werden die photometrischen Methoden besprochen. Eine eingehende Behandlung erfahren auch die verschiedenen Theorien und Hypothesen, die zur Erklärung des Lichtwechsels aufgestellt sind. Besonders wertvoll sind die zahlreichen Literaturhinweise, die ein eingehendes Studium der Originalliteratur erleichtern. Einige Versehen physikalischer Natur werden sich bei einer Neuauflage des sonst klar und übersichtlich geschriebenen Werkes leicht beseitigen lassen. Auch ein noch tieferes Eingehen auf die spektroskopischen Resultate der Beobachtung wird von vielen begrüßt werden. G. Cario.

H. Behner, Atlas der Funkentelegraphie und Seekabel im Weltverkehr. Gea-Verlag, Berlin. — Debeg, Transradio-Überseeverkehr. 1923.

Der Atlas enthält 10 Karten mit den derzeitigen Großfunkstellen, den Funkstellen für den Überseeverkehr, den Küstenstellen für den allgemeinen öffentlichen Verkehr und den Funkleitstellen. Außerdem sind noch die Seekabel verzeichnet. Als Anhang ist ein alphabetisches Verzeichnis der in den Karten aufgeführten Stationen mit entsprechenden Nummern beigefügt. Das Verzeichnis enthält die Namen der Funkstellen, ihr Rufzeichen, die Küstengebühr in Goldcentimen und die genaue geographische Lage der Stationen. Leider sind einige Stationen, wie Prag, Warschau, Wien, Lealfield und eine Menge neuerer Stationen nicht verzeichnet. Die Ausführung der Karten ist wie die ganze Ausstattung des Atlas vorzüglich. Die ausgezeichnete Übersichtlichkeit gestattet es leicht, jede gewünschte Station schnell aufzufinden. Für jede drahtlose Empfangsstation wird der Atlas unentbehrlich sein und dürfte sich auch vor allem für Radioamateure empfehlen. P. Lertes.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Technischen Hochschule Turin Dr. Giorgio Martin Wedard für Elektrochemie.

Ernannt: Dr. Earle F. Whyte zum Professor für analytische Chemie an der Queens University Toronto, Dr. Henry C. Howard zum a. o. Professor für analytische Chemie an der Universität Missouri.

Ehrung: Der Professor der Agrikulturchemie an der Universität Lausanne Dr. Ernst Chuard wurde zum Bundespräsidenten der Schweiz für 1924 gewählt.

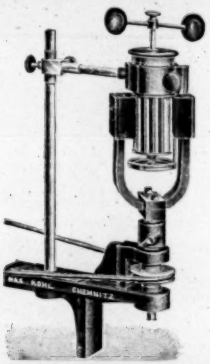
Gesuche.

Promov. Physiker

mit spezieller Ausbildung in der Hochfrequenz sucht Anfangsstellung. Gefl. Angebote unter **S. H. 628** an den Verlag der Physikalischen Zeitschrift (S. Hirzel) in Leipzig, Königstraße 2, erbeten.

Für die Schriftleitung verantwortlich Dr. Hans Küstner in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

Max Kohl A.G. Chemnitz



52 068. Modell eines Kurzschlussankers nach Friedr. C. G. Müller, für die Schwungmaschine.

Physikalische Apparate

Funken-Induktoren

Ölluftpumpen

Experimentier-Schalttafeln

Projektions-Apparate

Laboratorienmöbel

In gediegener Ausführung.

Weltausstellung Brüssel: 4 Grosse Preise; Turin: 2 Grosse Preise; Dresden: Grosser Preis.

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG

ISOTOPE

von **Prof. Dr. F. W. Aston, Cambridge.**

Autorisierte Übertragung ins Deutsche von Dr. Else-Norst-Rubinowicz.
IX u. 162 S. mit Register. Mit 21 Figuren im Text, 4 Tafeln und einem Bildnis des Verfassers.
Geh. G.-M. 4.—, Schw. Fr. 5.—, geb. G.-M. 6.—, Schw. Fr. 7.50.
Aus dem Inhalt: Einleitung: Die Hypothesen von Dalton und Prout. Die Meta-Elemente. Die Entdeckung der Isotopen / Die radioaktiven Isotopen / Kanalstrahlen / Neon / Der Massenspektrograph / Zerlegung der Elemente / Die elektrische Theorie der Materie / Isotope und Atomnummern / Die Spektra der Isotopen / Die Trennung der Isotopen.

G. E. Stechert & Co. in Leipzig, Hospitalstr. 10

kaufen stets gegen Bezahlung in **Dollars**

Wissenschaftliche Zeitschriften in vollständigen Reihen

z. B.

Annalen der Physik — Annalen der Chemie — Mathematische Annalen — Journal für praktische Chemie — Monatshefte für Chemie — Physikalische Zeitschrift — Zeitschrift für physikalische Chemie — Meteorologische Zeitschrift — Zeitschrift für Mathematik usw.

Angebote mit Preisangabe erbeten.

Pfeiffer's

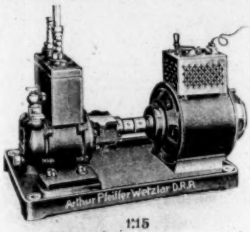
1:20

Quecksilber-Dampfstrahlpumpe ganz aus Stahl D. R. P. angem.

15 Liter bis zum Aussetzen jeder Entladung in **10 Sek.** vom Vorvakuum ab.

Listen von Abt. H anfordern.

Vgl. Techn. Physik, 1922, Heft 12. Phys. Ztschr. 1922, pag. 463.



1:15

Rot. Kammer-Öl-Luftpumpe D. R. P.

Hochvakuum-Pumpen, Vakua bis $^1/_{1\,000\,000}$ mm Hg.
Saugleistung bis 50 cbm per Stunde

Photometer aller Systeme

Öl-Prüfapparate, Schnellviskosimeter usw.

Funken-Induktoren bis 1000 mm Funkenlänge

Doppel-Pendelgleichrichter

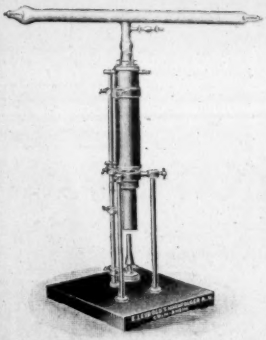
Oscillographen

Arthur Pfeiffer
Wetzlar 8

Telegr. Vakupfeif. — Tel. 85 u. 86.

Neue Hochvakuum-Diffusions-Pumpe aus Metall
nach Prof. Gaede

D. R. P. und Auslandspatente angemeldet



1/2 nat. Gr.

Saugleistung: 15 Liter per Sek.

Vorvakuum: 20 mm

„Vergl. Zeitschrift für Technische Physik, Jahrg. 1923, Nr. 10"

Alleinige Hersteller

E. Leybold's Nachfolger A.-G.
Köln a/Rhein, Brüderstr. 7

Sonderliste auf Wunsch

Für den Anzeigenteil verantwortlich S. Hirzel in Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.